



Universidad Autónoma de Madrid
Facultad de ciencias
Departamento de Física Aplicada

Aspectos de crecimiento, fabricación y caracterización de diodos láser basados en nanoestructuras semiconductoras

Tesis
Para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas

Presentada por

Ferran Suárez Arias

Y dirigida por: María Luisa Dotor Castilla

Instituto de Microelectrónica de Madrid
Centro Nacional de Microelectrónica
Consejo Superior de Investigaciones Científicas

Tres Cantos, Madrid
Julio de 2007



Parce que je reve, je ne suis pas.
Réjean Ducharme

Índice	Pg.
1 Motivación y objetivos	1
2 Introducción	
2.1 Breve introducción histórica	5
2.2 Láseres de semiconductor	7
2.2.1 Láseres de nanoestructuras como zona activa	12
3 Técnicas experimentales	
3.1 Crecimiento epitaxial de haces moleculares (MBE)	21
3.1.1. Crecimiento epitaxial de haces moleculares capa a capa (MBE)	21
3.1.2. Difracción de electrones reflejados de alta energía (RHEED)	25
3.1.3. Espectroscopía de reflectancia diferencial.	27
3.2 Técnicas experimentales de caracterización.	28
3.2.1. Fotoluminiscencia	28
3.2.2 Fotoluminiscencia de excitación (PLE)	30
3.2.3 Microscopía de fuerzas atómicas (AFM)	31
3.2.4 Difracción de rayos X	33
3.2.5 Microscopía electrónica de transmisión (TEM)	33
3.2.6 Medidas Hall	34
4 Láseres de hilos cuánticos (QWR)	
4.1 Hilos cuánticos de InAs/InP	37
4.2 Guía de ondas	41
4.2.1. Introducción	41
4.2.2. Descripción de las estructuras	43
4.2.3. Caracterización	44
4.2.3.1. Serie A	45
4.2.3.1. Serie B	45
4.2.3.1. Serie C	46
4.2.4. Conclusiones del estudio en las SPSL	49
4.3 Estructura láser.	50
4.3.1. Introducción	50
4.3.2. Descripción de la estructura láser y condiciones de crecimiento.	51
4.3.3. Caracterización de las epitaxias	52
4.3.3.1. Fotoluminiscencia (PL)	52
4.3.3.2. Difracción de rayos X.	57
4.3.3.3. Microscopía de transmisión de electrones	58
4.3.4. Tecnología de fabricación de los dispositivos láser.	61
4.3.4.1. Limpieza y corte de las estructuras	61
4.3.4.2. Primera litografía.	62
4.3.4.3. Deposición de la fotoresina.	62
4.3.4.4. Litografía de ultravioleta.	62
4.3.4.5. Ataque químico.	63
4.3.4.6. Segunda litografía.	63
4.3.4.7. Primera metalización.	64
4.3.4.8. Deposición química en fase de vapor (CVD)	65
4.3.4.9. Tercera litografía.	66
4.3.4.10. Cuarta litografía.	66
4.3.4.11. Segunda metalización (contacto p).	66
4.3.4.12. Pulido de sustrato.	66
4.3.4.13. Tercera metalización (contacto n).	66
4.3.4.14. Corte y encapsulado de los dispositivos.	67
4.3.5. Caracterización de los dispositivos.	68
4.3.5.1 Potencia de luz Vs corriente inyectada.	68
4.3.5.2. Densidad de corriente.	70

4.3.5.3. Densidad de corriente de transparencia (J_0)	77
4.3.5.4. Eficiencias.	77
4.3.5.5. Temperatura característica.	79
4.3.5.6. Longitud de onda del pico de emisión y espectro.	81
4.3.5.7. Divergencia del haz láser.	87
4.3.5.8. Distribución del campo óptico en el espejo del láser.	90
4.3.5.9. Fotocorriente	93
4.3.5.9.1. Tecnología de fabricación de los dispositivos para las medidas de fotocorriente.	93
4.3.5.9.1. Medida de fotocorriente.	95
4.4 Mejoras	
4.4.1. Distribución del campo óptico en la guía de ondas. Factor de confinamiento óptico.	96
4.4.1.1. Cálculo de los niveles electrónicos de las SPSL	96
4.4.2. Apilado de varias capas. Tratamiento térmico (RTA)	100
4.4.3. Apilado de varias capas. Técnica del recubrimiento parcial.	102
4.4.4. Barrera para el escape térmico de electrones de AlInAs.	103
4.5. Resumen y conclusiones.	108
5. Láseres de anillos cuánticos	
5.1 Introducción.	115
5.2 Anillos cuánticos.	116
5.3 Láseres de anillos cuánticos.	117
5.3.1. Descripción de las estructuras láser y condiciones de crecimiento.	117
5.3.2. Caracterización de las epitaxias.	119
5.3.3. Caracterización de los dispositivos.	121
5.3.3.1. Potencia de luz Vs corriente. Corriente umbral y T_0	121
5.3.3.2. Emisión espectral.	123
5.3.3.3. Electroluminiscencia (EL)	123
5.3.3.4. Fotocorriente (PC)	127
5.3.3.5. Medidas del espectro de ganancia.	129
5.4. Resumen y conclusiones.	134
6. Conclusiones.	
6.1. Conclusiones de la caracterización de las epitaxias de estructuras láser de hilos cuánticos.	137
6.2. Conclusiones de la caracterización de los diodos láser de hilos cuánticos.	138
6.3. Conclusiones de la caracterización de las epitaxias de estructuras láser de anillos cuánticos.	139
6.4. Conclusiones de la caracterización de los diodos láser de anillos cuánticos.	139
7. Artículos publicados.	141

1 Motivación y objetivos.

El desarrollo de sistemas de telecomunicaciones sofisticados y rápidos depende del desarrollo de la industria micro y opto-electrónica. En el estado actual, las mejoras en los dispositivos opto-electrónicos dependen de los logros que se alcancen en la física de los materiales semiconductores y en la incorporación de nuevas tecnologías para implantar nuevas arquitecturas ópticas. En última instancia, será necesario disponer de dispositivos opto-electrónicos (**LEDs y/o diodos láser**) de alto rendimiento, integrados en “*chips*” capaces de comunicarse a velocidades ultra-altas. Además, este nuevo tipo de dispositivos constituye la piedra angular de los futuros supercomputadores ópticos que superen las limitaciones impuestas por la progresiva miniaturización de los actuales microprocesadores basados en silicio, que están alcanzando sus límites físicos de integración.

La tecnología de semiconductores permite actualmente la fabricación de materiales sofisticados donde los portadores están confinados por una barrera de potencial en una región muy pequeña del espacio. Este confinamiento influye en las propiedades electrónicas y ópticas del semiconductor, que cambian drásticamente con respecto a las del material volumen. Los portadores pueden quedar confinados a escala nanométrica en una dirección, estructuras 2D (pozos cuánticos, QW), dos direcciones, estructuras 1D (hilos cuánticos, QWR) o en las tres direcciones del espacio, estructuras 0D (puntos cuánticos, QD). La reducción de los grados de libertad de los portadores en las nanoestructuras produce una reducción en la densidad de estados. En todos estos casos, como ya es conocido, tienen lugar nuevos fenómenos físicos que pueden ser aprovechados para la optimización del funcionamiento de los dispositivos.

En 1979 ¹se consiguió el primer dispositivo láser de pozo cuántico y en la actualidad ya forman parte de nuestra vida diaria (lectores de CD, comunicaciones) y se fabrican industrialmente mediante técnicas de crecimiento epitaxial. El potencial de confinamiento se consigue creciendo una capa de 2-20 nm de un material semiconductor embutida entre dos capas de un semiconductor con banda prohibida (band-gap) mayor.

Ya en los años 80 Arakawa y Sakaki ² propusieron que la introducción de QWR y QD en la zona activa de un diodo láser permitiría obtener dispositivos de características superiores a los convencionales: baja corriente umbral, y alta estabilidad con la temperatura. Desde entonces hasta ahora, se han realizado numerosos trabajos para conseguir estructuras con confinamiento en dos (1D) y tres dimensiones (0D). Desafortunadamente, el paso de los pozos cuánticos a los hilos y puntos cuánticos no ha sido inmediato, ya que conseguir estructuras confinadas en más de una dirección implica, en principio, realizar procesos tecnológicos complejos que van más allá del

propio crecimiento epitaxial. Para la fabricación de QWR y QD existen básicamente dos aproximaciones:

- 1) **Métodos litográficos y ataques químicos para definir las nanoestructuras**, en los que se incluyen: a) los basados en crecimientos epitaxiales sobre sustratos grabados y b) los de ataque físico-químico posterior al crecimiento. Estos métodos son complejos ya que se trata de obtener una alta densidad de estructuras suficientemente pequeñas, libres de defectos y con intercaras abruptas con la capa de confinamiento.
- 2) **Técnicas basadas en fenómenos de auto-ensamblado**, que ofrecen la posibilidad de obtener una alta densidad de nanoestructuras en grandes áreas y con un sólo paso tecnológico. Estas nanoestructuras auto-ensambladas son coherentes con el sustrato, están libres de defectos introducidos por procesos de fabricación como los mencionados anteriormente, y presentan un cierto grado de orden lateral y de uniformidad en su tamaño³

La fabricación de hilos cuánticos se ha abordado, principalmente, con las técnicas de fabricación del tipo 1), con resultados no tan espectaculares como los predichos teóricamente, debido, básicamente al daño que se provoca en el material tras el ataque. Los mejores resultados obtenidos en láseres de hilos cuánticos realizados con técnicas de “auto-ensamblaje” (orden lateral inducido por tensión, SILO) dan.⁴ Otros intentos, con relativo éxito, se han conseguido en láseres basados en estructuras donde hilos cuánticos de GaInAs que se forman espontáneamente cuando se crece epitaxialmente sobre sustratos de GaAs desorientados 5° hacia la dirección $[1\bar{1}0]$.⁵ Recientemente se han publicado láseres basados en puntos cuánticos alargados en la dirección $[1\bar{1}0]$ “quantum dashes” con propiedades muy prometedoras.^{6,7}

Resultados más espectaculares se han conseguido con estructuras confinadas en tres dimensiones, utilizando técnicas de fabricación de tipo 2). Puntos cuánticos libres de defectos fueron obtenidos por 1ª vez en 1994⁸ e inmediatamente introducidos en la zona activa de un diodo láser.⁹ Desde entonces una actividad frenética en este campo ha permitido conseguir grandes logros en las mejoras de las características de los láseres de puntos cuánticos en longitudes de ondas de aplicación práctica, como 1 μm y 1.3 μm , que se utilizan respectivamente para el bombeo de fibras y en los sistemas de comunicaciones ópticas. Estas aplicaciones requieren que los láseres tengan corriente umbral baja, sean potentes, que emitan desde el estado fundamental, y posean temperatura característica elevada. Se han conseguido emisiones láser a temperatura ambiente, en corriente continua tanto de una sola capa de puntos cuánticos, con densidades de corriente umbral, J_{th} , de 586 A/cm^2 ($L=1\text{mm}$) en 1057 nm ¹⁰ ó 180 A/cm^2 ($L=5.04\text{mm}$) en 1.3 μm ¹¹, como de varias capas apiladas, con $J_{th}=130 \text{ A}/\text{cm}^2$ ($L=1.3\text{mm}$) en 1140 nm ¹². Las potencias ópticas son cada vez más altas, 3-5 W de potencia de pico¹³, así como más largo el tiempo de operación de los dispositivos, como las 9000 horas reportadas por Hui-Yun Liu et al.¹⁴

El objetivo principal de esta tesis ha sido abordar la fabricación de láseres con nanoestructuras en su zona activa, como son los puntos, anillos, y, fundamentalmente, los hilos cuánticos basados en fenómenos de auto-ensamblado.

Las estructuras propuestas han sido del tipo “confinamiento separado (SCH)” de luz y portadores, con una guía de ondas basada en superredes, y el método de crecimiento ha sido el de epitaxia por haces moleculares (MBE). Para los láseres de anillos cuánticos se han utilizado sustratos de GaAs y las superredes de AlAs/GaAs. Para los láseres de hilos cuánticos se han utilizado sustratos de InP y superredes de GaInAs/InP acopladas en parámetro de red al InP.

Así mismo se han fabricado diodos láser, con la finalidad de caracterizar los dispositivos y determinar sus propiedades de funcionamiento, relacionándolas con las propiedades fundamentales de las nanoestructuras.

El trabajo se ha realizado en el Instituto de Microelectrónica de Madrid, en el grupo de Crecimiento por Epitaxia de Haces Moleculares.

Las muestras han sido fabricadas en el reactor de epitaxia del Instituto, de fabricación propia. Así mismo la tecnología estándar de área ancha se ha realizado en las instalaciones de sala blanca de que dispone el Instituto. Y en colaboración con la Universidad de Sheffield, y fruto de una estancia breve de seis meses en dicha Universidad, se ha realizado la tecnología de área estrecha (tipo caballete, en inglés ridge).

Se han caracterizado las propiedades estructurales, eléctricas y ópticas de las estructuras crecidas. Para ello se han utilizado diversas técnicas y métodos de caracterización como la microscopia de transmisión de electrones (TEM), la microscopía de fuerzas atómicas (AFM), la difracción de rayos X, medidas Hall, Fotoluminiscencia (PL) y Fotocorriente (PC). Los resultados han ayudado a profundizar en los aspectos de crecimiento y así poder optimizar las estructuras.

Para la caracterización de los diodos láser se han puesto a punto medidas de Corriente-Potencia en función de la temperatura, que nos han permitido determinar las corrientes umbrales, el parámetro T_0 y las eficiencias externas. Así mismo se han realizado medidas de la divergencia del haz (campo lejano) y medidas espectrales, tanto en emisión espontánea como en emisión láser. De las medidas de emisión espontánea se ha podido medir la ganancia de los dispositivos.

- [1] M. I. Elinson, V.A.Volkov, V.N.Lutskii, and T.N. Pinsker, *Thin Solid Films*, 12, 383-397 (1972).
- [2] Y. Arakawa, H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.* 40, 939(1982).
- [3] V. Shchukin y D.Bimberg, *Rev. Mod. Phys.* 76, 1125 (1999)
- [4] S.T.Chou, D.E. Wohlert, K.Y. Cheng, and K.C. Hsieh, *J. Appl. Phys.* 83, 3469-3472 (1998).
- [5] S. Hara, J. Motohisa and T. Fukui, *Electron. Lett.*, 34, , 894-89 (1998).
- [6] Schwertberger R, Gold D, Reithmaier J.P, Forchel “Long-Wavelength InP-Based Quantum-Dash Lasers”A, *Photonics Technol. Lett.*, IEEE 14, 735 - 737 (2002)
- [7] R.H.Wang, A. Stintz, P.M. Varangis, T.C. Newell, H.Li, K.J. Malloy and L.F.Lester, “Room-temperature operation of InAs quantum-dash lasers on InP (001)” *Photon. Technol. Lett.* 13, 767-769 (2001).
- [8] J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. André, O. Vatel, *Appl. Phys. Lett.* 64 196 (1994).
- [9] N.N. Ledenstov, V.M. Ustinov et al., *Semiconductors* 28, 832 (1994).
- [10] T.Chung, G.Walter, and Holonyak, Jr.,*Appl. Phys. Lett.*, 79, 4500-4502 (2001).
- [11] Gyoungwon Park, Oleg B. Shchekin, Sebastian Csutak, Diana L. Huffaker and Dennis G.Deppe, *Appl. Phys. Lett.*, 75, 3267-3269 (1999).
- [12] R.L.Sellin, Ch. Ribbat, M. Grundmann, N.N. Ledentsov and D.Bimberg, *Appl. Phys. Lett.*, 78, 1207-1209 (2001).
- [13] F. Heinrichsdorff, Ch. Ribbat, M. Grundmann and D. Bimberg, *Appl. Phys. Lett.*, 76, 556-558 (2000).
- [14] Hui-Yun Liu, Bo Xu, Yong-Qiang Wei, Ding Ding, Jia-Jun Qian, Qin Han, Ji-Ben Liang, and Zhan-Guo Wang, *Appl. Phys. Lett.*, 79, 2868-2870 (2001).

2 Introducción

2.1 Breve introducción histórica.

La palabra Láser viene de las siglas en inglés LASER “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”. En 1917, a partir de sus estudios en átomos, Albert Einstein llega a la conclusión de que un átomo puede emitir radiación estimulada bajo ciertas condiciones. Bastantes años después, en 1960, T. H. Maiman et al.¹ consiguen obtener, experimentalmente, emisión estimulada en rubí y a partir de entonces se empiezan a desarrollar diversos tipos de láseres en cristales y gases. No obstante, hasta que Bernard y Durauffourg establecieron la condición necesaria que se debe cumplir en un semiconductor para poder obtener emisión láser, no se tenía un entendimiento de una forma “cuantitativa” del requerimiento para conseguir emisión láser en un semiconductor². Mostraron que la separación en energía de los pseudo - niveles de Fermi, correspondientes a concentraciones de electrones y huecos en una situación de no equilibrio, debe ser mayor que la energía de la radiación emitida. Además sugirieron algunas combinaciones de semiconductores de los grupos III y V, como GaAs o GaSb, para fabricar láseres de semiconductor. En julio de 1962, Keyes y Quist presentan un laser de GaAs a 77K con una eficiencia cercana al 100%³. En este mismo año Hall et al observan emisión de luz coherente de una estructura p-n de GaAs polarizada en directa a 77K⁴. En los siguientes años se añade a estos diodos una cavidad óptica a modo de interferómetro Fabry- Perot que proporcione una retroalimentación a los dispositivos, y es común el uso de uniones p-n perpendiculares a la dirección cristalina {100} con espejos exfoliados en la dirección {110}. Debido a que las corrientes de inyección eran muy altas, era complicado llegar a obtener emisión láser a temperatura ambiente excitando en corriente continua. En 1963 Kroemer⁵ sugiere introducir un semiconductor de banda prohibida (en inglés “gap”) de energía pequeña rodeado por otro de “gap” más grande. Como los semiconductores empleados son diferentes se define así la heterounión. Pero por entonces, las técnicas de crecimiento no están tan desarrolladas y es difícil obtener buenas heteroestructuras. Se estudia el sistema GaAs – $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ya que el parámetro de red del $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ es muy parecido al del GaAs y a que proporciona una barrera suficiente para la evitar la difusión de los electrones. Hayashi y Panish⁶ presentan un láser a temperatura ambiente con una corriente umbral bastante reducida 8.3 KA/cm². Más tarde (1970) publicaran⁷ junto con autores como Alferov⁸ emisión estimulada a 300 K en inyección en modo continuo. Paralelamente se empieza a desarrollar, con uno de sus pioneros A. Cho, la técnica de crecimiento epitaxial de haces moleculares MBE, y L. Esaki y R. Tsu⁹ desarrollan sus estudios teóricos y experimentales en superredes.

La doble heteroestructura pronto daría paso a los láseres de pozo cuántico en los cuales se introduce una capa intermedia de unos cientos de ángstroms donde los niveles de energía se vuelven discretos para la dirección de crecimiento. El primer láser de pozo cuántico se da a conocer

en 1975 por J. P. van der Ziel¹⁰ con unas características peores que las de la doble heteroestructura. Las ventajas de los láseres de pozo cuántico las demuestra más tarde Tsang¹¹ (1982) en los laboratorios Bell. El movimiento de los portadores se reduce a dos dimensiones y en la tercera quedan confinados en niveles discretos a energías que dependen de la anchura del pozo. Se reduce la dependencia de la corriente umbral con la temperatura debido al confinamiento electrónico. En 1990 Garbuzov¹² anota la inusual resistencia a las dislocaciones de la heteroestructura InGaAsP/GaAs frente a la AlGaAs/GaAs. En 1988 Alferov et al¹³ usan superredes de periodo corto para conseguir los perfiles de índice de refracción deseados y crear una barrera frente al movimiento de dislocaciones hacia la zona activa. En 1991, N. Chand¹⁴, presentan un láser de pozo de InGaAs tensado con una densidad de corriente de tan solo 49 A/cm², valor que actualmente no se ha reducido por ningún otro grupo. Como la densidad de estados en función de la energía se vuelve mas abrupta al reducir la dimensionalidad del gas de electrones, ya en 1982, se empieza a pensar en utilizar heteroestructuras tipo hilo cuántico o punto cuántico. Y. Arakawa y H. Sakaki,¹⁵ proponen la posibilidad de minimizar la dependencia de la corriente umbral con la temperatura de láseres basados en estas nanoestructuras. Se proponen varios métodos para formar estas nanoestructuras como litografías o crecimientos sobre superficies ligeramente arrugadas, pero la calidad óptica no es muy buena. El fenómeno de “auto-organización” de puntos o hilos cuánticos se va perfilando como el mejor método de cara a obtener dispositivos eficientes. Se espera que los láseres de punto cuántico tengan mejores propiedades que los convencionales de pozo cuántico, como una alta ganancia diferencial, densidades de corriente bajas, y una alta estabilidad de la densidad de corriente umbral con la temperatura. Desde la realización de los primeros láseres de puntos cuánticos¹⁶ se deja claro que si se tiene una buena distribución de tamaños de puntos cuánticos se obtendrá un dispositivo con muy buenas características.¹⁷ Al mismo tiempo hay que notar que el funcionamiento de estos dispositivos a temperatura ambiente y más alta es complicado debido al escape térmico de los portadores de los puntos cuánticos. Para superar este inconveniente se proponen diferentes aproximaciones: (i) aumentar la densidad de puntos cuánticos apilando varias capas, (ii) introducir las nanoestructuras en un pozo (DWELL) y (iii) usar una matriz con un alto potencial de confinamiento.^{18,19,20,21,22,23} En el 2000 se consiguió el record de baja densidad de corriente umbral para un diodo con recubrimientos de alta reflectividad funcionando en corriente continua, en 19A/cm².²⁴ Otros autores^{25,26} han conseguido valores de corrientes parecidos aplicando también recubrimientos para aumentar la reflectividad de los espejos de la cavidad óptica. Un láser excitado con corriente continua ha obtenido una potencia de unos 4 W con una eficiencia cercana al 95 %.²⁷ Apilando más de 10 capas de puntos cuánticos de InAs/InGaAs/GaAs, se ha llegado a obtener una eficiencia diferencial del 88% en estas estructuras.²⁸ Recientemente se ha conseguido una densidad de corriente umbral realmente baja (35A/cm²) sin el empleo de recubrimientos reflejantes a los espejos de la cavidad óptica.²⁹ Actualmente existe un gran interés en el sistema InAs/InP ya que permite alcanzar la longitud de onda de 1.55 micras de enorme importancia en las comunicaciones por fibra óptica. En este sistema la forma y composición de las nanoestructuras crecidas depende fuertemente de las condiciones de crecimiento debido a los procesos de intercambio entre los dos elementos del grupo V, P y As. Se han obtenido diferentes estructuras láser basadas en sustratos de InP que se describirán más adelante en el capítulo dedicado a los láseres de hilos cuánticos. Se han publicado varios trabajos usando guías de onda basadas en AlGaInAs^{30,31,32,33} y en GaInAsP,^{34,35,36,37,38,39} respectivamente, con InP(001) como sustrato. Actualmente, también se trabaja en InP(311)B como sustrato, ya que se consiguen densidades de puntos cuánticos de InAs más altas que en sustratos de InP(001), aumentándose así la ganancia y la intensidad de fotoluminiscencia.^{40,41} Sin embargo, estos sustratos, presentan la desventaja, de que no son los que se usan en la industria de forma convencional. En el sistema InAs/InP, actualmente no se han alcanzado los valores, tanto de corriente umbral como de eficiencia, de los mejores dispositivos basados en sustratos de GaAs. En la **Figura 1.1** se representa la evolución de la densidad de corriente umbral en desde los años 70 hasta hoy.

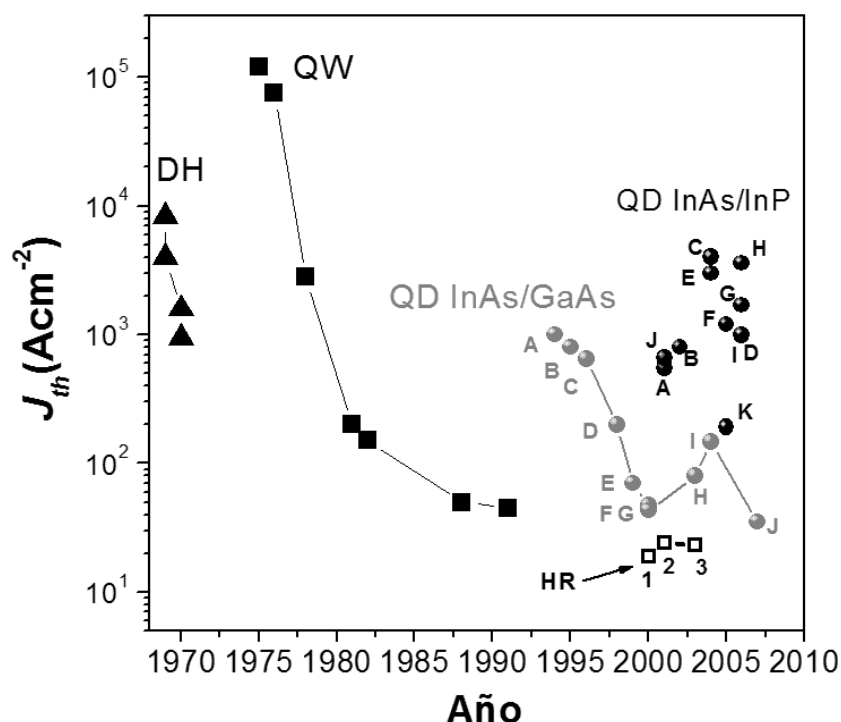


Figura 2.1 Representación de la densidad de corriente umbral (J_{th}) en función del año. Los valores de J_{th} para la doble heteroestructura (DH) en sentido descendiente corresponden a los autores: Panish, Z. I. Alferov, I. Hayashi, y Z. I. Alferov. Para los pozos cuánticos: Van der Ziel, R. C. Millar, R. D. Dupuis, W. T. Tsang, Z. I. Alferov y N. Chand. En el caso de puntos cuánticos de InAs en GaAs: N. Kistaedtler (A), H. Shoji (B), K. Kamath (C), D. J. Mowbray (D), A. E. Zhukov (E), K. M. Groom (F), Stintz (G), I. R. Sellers (H), A. R. Kovsh (I) y T. J. Badcock (J). y con recubrimientos reflectantes (HR): Gyoungwon Park (1), X. Huang (2), Lui(3). En el caso de puntos cuánticos de InAs en InP: R.H.Wang (A), Schwertberger (B), Jin Soo Kim (C), J. W. Jang (D), X. R. Yang (E), F. Lelarge (F), G. Moreau (G), S. Anantathanasarn (H) (I), H. Saito (J) P. Caroff (K).

2.2 Láseres de semiconductor.

Los diodos láser de semiconductor han sido y son usados en aplicaciones muy diversas, desde fuentes de lectura en discos compactos a transmisores en sistemas de comunicación por fibra óptica o como sensores. Los diodos de semiconductor básicamente se componen de un “medio de ganancia óptica” dentro de una “cavidad óptica resonante”. El medio óptico consiste en un material que es capaz de absorber la radiación incidente en un rango de longitudes de onda. Este medio puede ser bombeado óptica o eléctricamente, de forma que los portadores (electrones y/o huecos) del material pasen a niveles de energía excitados. La radiación incidente es capaz de ser amplificada mediante la des-excitación estimulada de estos portadores con la consecuente generación de radiación adicional. Si la ganancia resultante es suficiente como para compensar las pérdidas de un modo óptico resonante de la cavidad, este modo supera lo que se conoce como “el umbral” y es capaz de emitir cierta cantidad de luz coherente. La cavidad resonante por tanto, provee la realimentación de la radiación de forma que esta sea amplificada y se mantenga una condición de emisión láser por encima de los niveles de bombeo del umbral.

A diferencia de los átomos, los portadores en los semiconductores se distribuyen en bandas de energía. En un semiconductor, se define la banda de valencia (BV) como la banda de energía completamente llena de portadores cuándo no hay ninguna señal externa de excitación a una temperatura de 0K. La siguiente banda de energía superior completamente vacía en las mismas condiciones se define como banda de conducción (BC). La región de energías prohibidas entre estas dos bandas se la suele llamar banda prohibida (“gap” en inglés). Cuando la energía térmica o

cualquier otra se añade al sistema se pueden excitar electrones a la BC. Los electrones excitados producen huecos en la BV y ambos contribuyen a la conducción. Estos pares de portadores electrón – hueco pueden interactuar con fotones de energía correspondiente a la transición BV-BC teniendo en cuenta las reglas de selección del momento.

Se pueden considerar cuatro casos básicos de generación- recombinación de portadores o lo que es lo mismo recombinación- generación de fotones (ver **Figura 2.2**):

- Absorción de fotones, que produce un electrón en la BC y un hueco en la BV.
- Recombinación espontánea (emisión de fotones), en este caso un electrón se recombina con un hueco obteniéndose así emisión incoherente. Tanto el tiempo de emisión de fotones y como la dirección son aleatorias.
- Recombinación estimulada (emisión coherente de fotones), en la que un fotón perturba el sistema estimulando la recombinación de un electrón y un hueco y simultáneamente genera un fotón nuevo.
- Recombinación no radiativa. Existen varios procesos mediante los cuales un electrón de la BC es capaz de recombinarse con un hueco de la BV sin generar fotones y disipando la energía de exceso en forma de calor en la red del semiconductor. Se puede dar recombinación no radiativa en defectos puntuales, en las intercaras o en la zona activa del láser. Por otro lado la recombinación Auger es otro proceso de recombinación no radiativa en la cual la energía que procede de una recombinación de un electrón y un hueco es dada en forma de energía cinética a otro electrón o hueco.

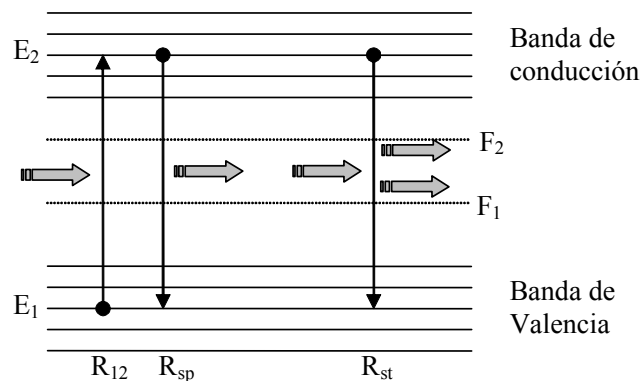


Figura 2.2 Representación de transiciones electrónicas entre la banda de valencia y la de conducción. R_{12} representa la generación de un par electrón - hueco mediante la absorción de un fotón. R_{sp} representa la emisión espontánea de un fotón debida a la recombinación de un par electrón – hueco. R_{st} representa la emisión estimulada de fotones.

Una de las ventajas de los láseres de semiconductor, es la posibilidad de ser bombeados eléctricamente. Una capa de material no dopado (intrínseco) es rodeada por dos materiales dopado n y p respectivamente con una separación energética BV-BC mayor que la de la zona intrínseca. Esto hace que la luz generada en la zona intrínseca no tenga la suficiente energía como para ser absorbida en las zonas dopadas. Este pozo de potencial hace que tanto los electrones inyectados desde la zona n como los huecos desde la p, se recombinen en la zona activa cuando se polariza en directa el diodo.

Exfoliando el cristal de semiconductor a través de las direcciones cristalinas de sus planos atómicos se consiguen los espejos de la cavidad óptica resonante que proporcionará la realimentación necesaria. El gran contraste de índice de refracción ente el semiconductor y el aire, nos da un coeficiente de reflexión de $\sim 30\%$. La zona intrínseca tiene una banda prohibida menor que las zonas dopadas y esto se traduce normalmente en un índice de refracción mayor resultando así una guía de ondas para los fotones **Figura 2.3**.

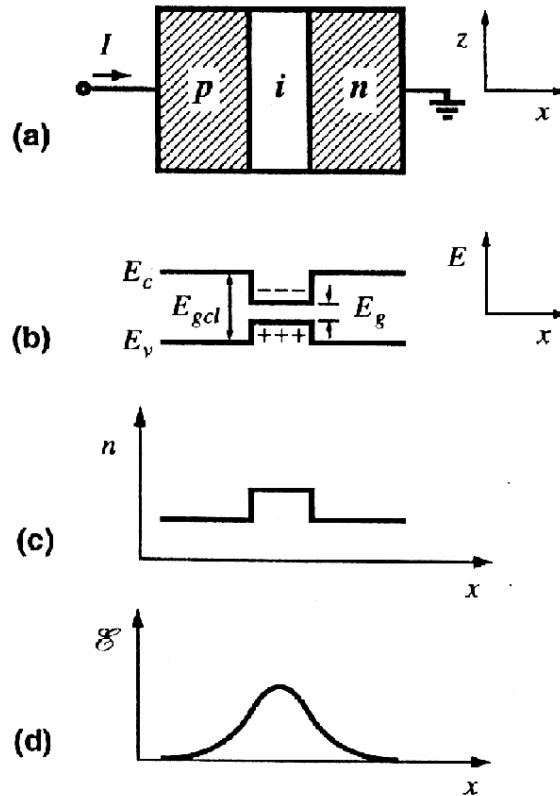


Figura 2.3 (a) Diagrama de un diodo p-i-n formado por una doble heteroestructura (DH), (b) perfil de energía, (c) perfil de índice de refracción y (d) el perfil de campo eléctrico de confinamiento del modo óptico.

Este tipo de diodos láser se llaman “laterales o de emisión lateral” y el campo se propaga paralelo a la superficie del sustrato. Se suele usar un material de índice de refracción intermedio entre la zona activa y las zonas dopadas para confinar mejor los fotones. Este tipo de estructura se denomina “confinamiento separado” o SCH (del inglés Separate Confinement Heterostructure).

Dentro de los semiconductores III-V (elementos de la columna III y V de la tabla periódica) existen algunos grupos de compuestos que pueden ser usados para hacer un láser con buenas propiedades. Uno de los requerimientos más importante consiste en que los materiales usados tengan la misma estructura cristalina y una constante de red (a) similar, de forma que un único cristal libre de defectos pueda crecerse sobre otro de manera epitaxial. Los defectos se convierten normalmente en centros de recombinación no radiativos que atrapan portadores matando la fotoluminiscencia y la ganancia. Los materiales III-V cubren el rango de longitudes de onda desde 0.7 micras a 2 micras dentro del cual se encuentra las bandas de 0.85, 1.31 y 1.55 micras de importancia en comunicaciones por fibra óptica. Casi todos estos materiales tienen un “gap” directo en el que coincide el mínimo de la BC con el máximo de la BV en el espacio energía – momento. Esto hace que se cumpla la condición de conservación del momento aumentando la probabilidad de las transiciones ópticas. Las líneas en el diagrama de la Figura 2.4 representan los compuestos ternarios formados de aleaciones de los binarios marcados en los extremos. Las áreas encerradas entre tres binarios corresponden a cuaternarios cuya composición puede ajustarse a un parámetro de red determinado. Los dispositivos basados en sustratos de GaAs son capaces de alcanzar longitudes de onda de emisión de 0.7 micras hasta alrededor de la micra. Por otro lado los sistemas basados en sustratos de InP permiten alcanzar longitudes de onda más largas (1-2 micras). Uno de estos sistemas es el de InGaAsP/InP, en cual se pueden obtener las longitudes de onda donde la fibra de vidrio tiene un mínimo en pérdidas (1.55 micras) o en dispersión (1.3 micras). La

composición del cuaternario se especifica como $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, cuya constante de red se puede calcular mediante la ley de Vegard:

$$a(x, y) = xy a_{\text{GaAs}} + x(1 - y) a_{\text{GaP}} + (1 - x)y a_{\text{InAs}} + (1 - x)(1 - y) a_{\text{InP}}, \quad (2.1)$$

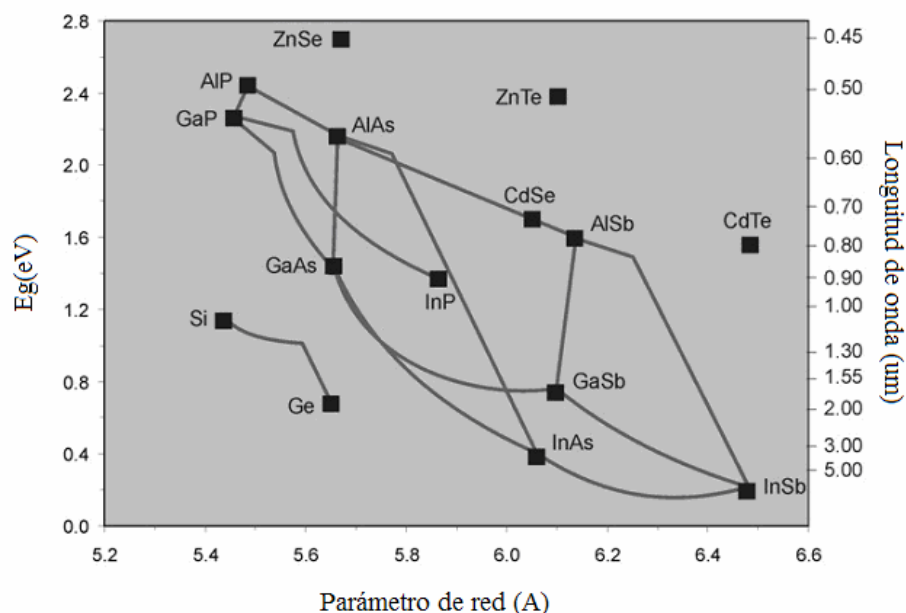


Figura 2.4 Energía de la banda prohibida (E_g) en función del parámetro de red “a” de varios compuestos binarios de elementos III-V. Las líneas representan los compuestos ternarios formados de aleaciones de los binarios marcados en los extremos. Las áreas encerradas entre tres binarios corresponden a cuaternarios cuya composición puede ajustarse a un parámetro de red determinado

Igualmente para otras aleaciones se puede calcular de una manera similar. El tamaño del parámetro de red de los materiales que se estén acoplando, debe ser prácticamente el mismo si queremos que no aparezcan defectos y tener un dispositivo láser óptimo. Sin embargo se sabe que un desajuste en el parámetro de red pequeño ($\Delta a/a = 1\%$) puede ser tolerado hasta cierto espesor (20 nm) sin ningún defecto. Esto se traduce en que podemos crecer capas finas de parámetro de red ligeramente mayor o menor que el sustrato. La capa depositada sigue la red cristalina del sustrato y para ello distorsiona su parámetro de red perpendicular de forma que se conserve aproximadamente el volumen de la celda unidad. Los pozos cuánticos, que están formados por pocas capas de material, pueden encontrarse con cierta tensión que afecta a las características de emisión mejorando en algunos casos respecto a los ajustados en parámetro de red, como puede ser la ruptura de la degeneración energética de la banda de valencia en el punto gamma. Esta ruptura de la degeneración hace que ciertas transiciones energéticas sean más probables respecto al material sin tensión para determinadas direcciones del cristal.

Además del ajuste del parámetro de red, hay que tener en cuenta como se alinean las bandas de energía de los diferentes compuestos semiconductores que van a ser puestos en contacto. En la literatura se puede encontrar una gran dispersión de valores de cómo se alinean las bandas de conducción de los distintos compuestos. Actualmente se está implementando en dispositivos láser el sistema $\text{AlGaInAs}/\text{InP}$ que tiene mejores propiedades de confinamiento que el sistema $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ debido al mayor potencial de confinamiento que se consigue para la banda de conducción. Algunos de estos alineamientos se esquematizan en la **Figura 2.5**, donde se puede ver que dependiendo de los compuestos semiconductores empleados, se puede pasar de transiciones tipo I a tipo II e incluso a un extremo de transición tipo II en la que se llega a romper la zona de energías prohibidas.

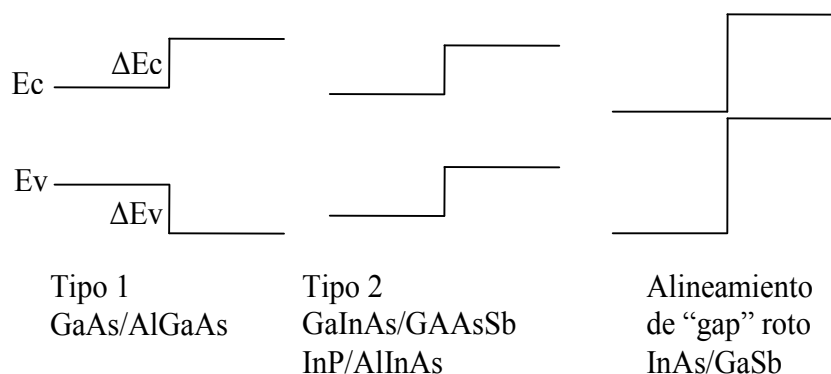


Figura 2.5 Diagramas esquemáticos de los posibles alineamientos de bandas. En el Tipo 1 los dos portadores están confinados en la misma región del espacio. En el Tipo 2 los portadores se encuentran confinados en diferentes regiones. Cuando el Tipo 2 es muy extremo se produce un alineamiento llamado "gap roto".

Para el crecimiento de estructuras láser basadas en una zona activa compuesta por nanoestructuras semiconductoras, como se ha dicho anteriormente, se usa el "fenómeno de auto organización de puntos o hilos cuánticos" como se describe a continuación. El crecimiento heteroepitaxial, con parámetro de red ajustado al del sustrato está gobernado por la relación de las energías superficiales del sustrato, de la capa epitaxial, y de la energía de la intercara. Si la suma de la energía de la capa epitaxial y la de la intercara es menor que la energía superficial del sustrato se dice que el material depositado "moja" el sustrato y el tipo de crecimiento se denomina Frank-van der Merve o capa a capa. Si por el contrario, el valor de las energías supera a la del sustrato el crecimiento pasa a ser en forma de islas tridimensionales o llamado Volver-Weber. En un crecimiento epitaxial donde la capa que se crece no tiene exactamente el parámetro de red del sustrato puede crecer capa a capa con cierta tensión. A partir de cierto espesor, parte de la energía elástica acumulada se puede liberar mediante el crecimiento tridimensional de islas. Este tipo de crecimiento se conoce con el nombre de Stranski – Krastanow (**Figura 2.6**).⁴² El tamaño característico de las islas está determinado por el mínimo en la energía de una matriz de islas tridimensionales coherentes en tensión⁴³. El tamaño y la forma de las islas (puntos o hilos cuánticos) pueden cambiar durante el recubrimiento o en un posterior recocido de la estructura. En el caso del sistema InAs/InP, el crecimiento se complica debido a los procesos de intercambio As-P como se explicará en los siguientes capítulos.

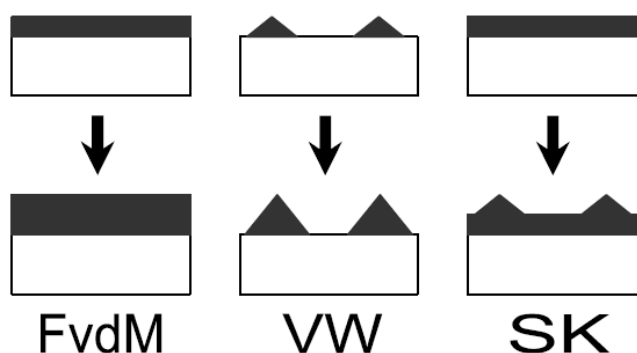


Figura 2.6 Diagramas esquemáticos de los tres modos posibles de crecimiento: Frank-van der Merve (FvdM), Volver-Weber (VW), Stranski-Krastanow (SK).⁴⁴

2.2.1 Láseres de nanoestructura como zona activa. Láseres de pozo, hilos y puntos cuánticos

Si las dimensiones de una nanoestructura son comparables a la longitud de onda de de Broglie se manifestarán las propiedades cuánticas gobernando los procesos físicos, como puede ser que la densidad de estados, por ejemplo, para un punto cuántico, se convierta en una función delta⁴⁴. La longitud de onda de de Broglie (λ) depende de la masa efectiva (m_{eff}) de los portadores y de la temperatura:

$$\lambda = \left[\frac{h}{p} \right] = \frac{h}{\sqrt{3m_{eff}KT}}, \quad (2.2)$$

Dependiendo del número de dimensiones espaciales que cumplan esta condición se pueden obtener pozos cuánticos (una dimensión), hilos cuánticos (dos dimensiones) o puntos cuánticos (tres dimensiones) (**Figura 2.7** Diagramas esquemáticos de zonas activas formadas por un semiconductor en volumen, un pozo cuántico, hilos cuánticos y puntos cuánticos. Se representa en el espacio de momentos (K) los posibles estados y la dependencia de la densidad de estados (dN/dE) con la energía respectivamente.). Las mejoras de cara a un dispositivo se basan fundamentalmente en obtener una densidad de estados abrupta y un buen confinamiento de las funciones de onda de electrones y huecos. La expresión matemática densidad de estados (ρ) para un material en volumen, un pozo cuántico, un hilo cuántico y un punto cuántico, respectivamente, es:¹⁵

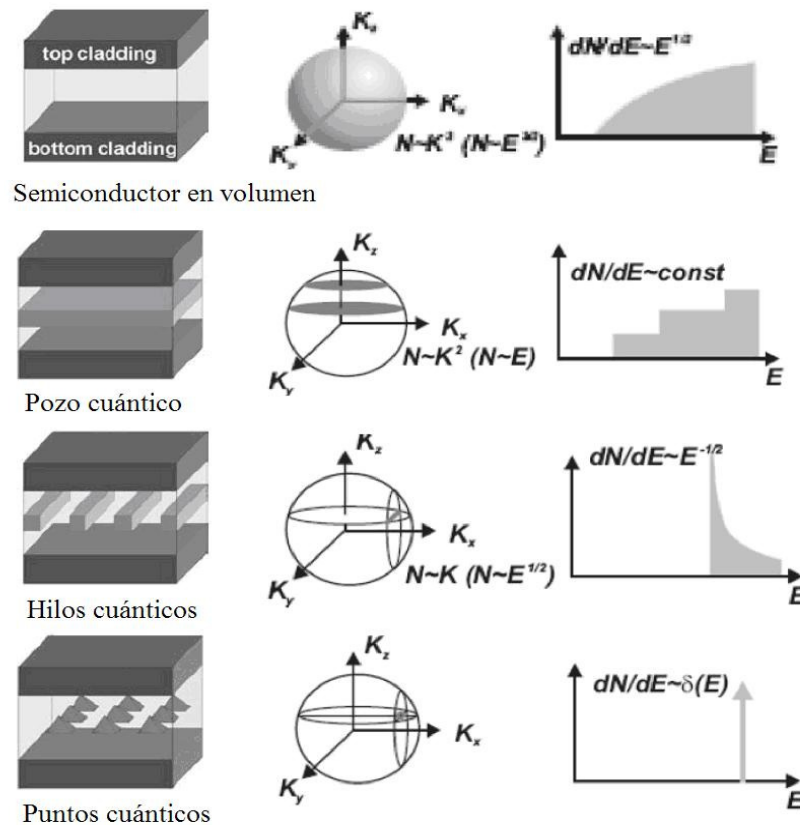


Figura 2.7 Diagramas esquemáticos de zonas activas formadas por un semiconductor en volumen, un pozo cuántico, hilos cuánticos y puntos cuánticos. Se representa en el espacio de momentos (K) los posibles estados y la dependencia de la densidad de estados (dN/dE) con la energía respectivamente.

$$\rho_c^0(\varepsilon) = \frac{\left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{(2\pi^2)} \sqrt{\varepsilon}, \quad (2.3)$$

$$\rho_c^1(\varepsilon) = \sum_n \frac{m_c}{(\pi \hbar^2 L_z)} H(\varepsilon - \varepsilon_z(n)), \quad (2.4)$$

$$\rho_c^2(\varepsilon) = \sum_{n,l} \frac{\left(\frac{m_c}{2\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{(\pi L_z L_y)} \frac{1}{(\varepsilon - \varepsilon_y(l) - \varepsilon_z(l))^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.5)$$

$$\rho_c^3(\varepsilon) = \sum_{n,l,k} \frac{1}{(L_z L_y L_x)} \delta(\varepsilon - \varepsilon_x(k) - \varepsilon_y(l) - \varepsilon_z(l)), \quad (2.6)$$

donde m_c es la masa efectiva del electrón, ε es la energía medida respecto al borde de la banda de conducción, \hbar es la constante de Planck, $H(\varepsilon)$ es la función de Heaviside y δ es la función delta. Los números cuánticos asociados a los niveles energéticos cuantizados se representan por n , l y k . A partir de las relaciones de Einstein, que describen la interacción de la luz con los portadores libres en un semiconductor, se pueden deducir las expresiones para la tasa de absorción, la emisión estimulada y la emisión espontánea. El coeficiente de absorción α entre dos niveles discretos viene dado por:

$$\alpha(E) = B[f_1 - f_2]n/c, \quad (2.7)$$

siendo B la probabilidad de la transición y E la diferencia de energía entre los niveles implicados en la transición, n es el índice de refracción y c la velocidad de la luz. La probabilidad de ocupación para partículas idénticas con valor de momento de "spin" semi-entero y que obedecen el principio de exclusión de Pauli viene dado por la función de Fermi, f :

$$f_1 = \frac{1}{e^{\frac{E_1 - F_1}{KT}} + 1}, \quad (2.8)$$

donde F_1 es el pseudo-nivel de Fermi para el nivel de energía E_1 inicial desde donde se produce la transición. Igualmente para la función f_2 para el nivel final E_2 .

En el caso de un semiconductor en volumen los niveles discretos se transforman en bandas de energía y el coeficiente de absorción se puede calcular como:⁴⁵

$$\alpha(\hbar\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B}{c/n} [f_1 - f_2] \rho_v \rho_c \delta(E - \hbar\omega) dE, \quad (2.9)$$

donde ρ_v y ρ_c son las densidades de estados de la banda de valencia y de la banda de conducción, respectivamente. Un valor positivo de α representa que existe una absorción neta, mientras que cuando toma valores negativos significa que la emisión estimulada supera el ritmo de absorción, y entonces se suele decir que se está en un régimen de ganancia. El coeficiente de absorción se hace negativo cuando la distancia energética entre los pseudo -niveles de Fermi supera la energía del fotón. El valor de los pseudo -niveles de Fermi, viene determinado por las concentraciones de portadores:

$$\begin{aligned} n &= \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c f_c dE \\ p &= \int_{-\infty}^{\infty} \rho_v [1 - f_v] dE \end{aligned} \quad (2.10)$$

n para electrones y p para los huecos, respectivamente, y por la condición de neutralidad de carga:

$$n + N_A = p + N_D, \quad (2.11)$$

El número de fotones por unidad de volumen y por segundo viene dado por el ritmo de recombinación radiativo total, R:

$$R = \int_0^{\infty} r_{\text{spon}}(E) dE, \quad (2.12)$$

donde r_{spon} es el ritmo de emisión espontánea y está relacionado con el coeficiente de absorción (o ganancia) como:

$$r_{\text{spon}}(E) = \frac{8\pi^2 E^2}{h^3 c^2} \alpha(E), \quad (2.13)$$

La densidad de corriente está relacionada con R y por tanto con la ganancia como:

$$J(\text{A/cm}^2) = J_{\text{nom}} \frac{d}{\eta} = qR \frac{d}{\eta}, \quad (2.14)$$

donde J_{nom} es la densidad de corriente nominal y se define para una eficiencia cuántica (η) igual a uno y un espesor $d = 1 \mu\text{m}$.

La cavidad óptica está formada por dos superficies con cierta reflectividad (R) paralelas y espaciadas una distancia L, en un medio con ganancia, formando así un interferómetro Fabri-Perot. De la condición que debe cumplir la amplitud para una onda plana que oscile en la cavidad, se deduce que la ganancia (g) debe cumplir que:

$$g = \alpha_i + (1/L) \ln(1/R), \quad (2.15)$$

donde α_i son las pérdidas internas del láser y pueden deberse a absorción de portadores libres y a pérdidas por centros que produzcan dispersión. Los centros de dispersión pueden deberse a irregularidades en las intercaras de las capas de la estructura. Además, la oscilación debe cumplir también una condición para la fase de lo que se deduce la siguiente relación:

$$m(\lambda_0 / n) = 2L, \quad (2.16)$$

Cuando el modo óptico que se está propagando en la estructura, no está confinado por completo en la zona activa, hay que tener en cuenta solo la parte que cae en la zona activa. El factor de confinamiento óptico (Γ) determina la cantidad de campo eléctrico óptico que cae en la zona activa respecto al total. Por tanto la ganancia se reduce mediante Γ como:

$$\Gamma g = \alpha_i + (1/L) \ln(1/R), \quad (2.17)$$

El confinamiento espacial de los portadores favorece el solapamiento de la funciones de onda de electrón y hueco aumentando la eficiencia de los procesos excitónicos. Los láseres de punto cuántico, con una función tipo delta mostrarían corrientes umbrales muy bajas, una dependencia mínima de la corriente umbral con la temperatura, una ganancia diferencial muy grande, etc.

M. Asada et al, calcularon la ganancia para láseres de nanoestructuras de 100Å de lado de GaInAs en InP reduciendo las dimensiones y se observa que la ganancia más alta se consigue con puntos cuánticos, seguido de hilos cuánticos (ver **Figura 2.8**)⁴⁶

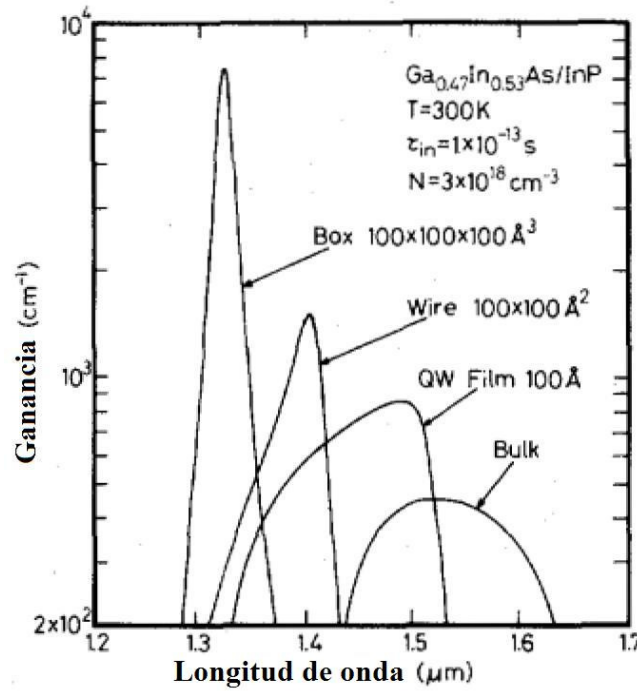


Figura 2.8 Medida de la ganancia en función de la longitud de onda de láseres de semiconductor con zona activa de puntos cuánticos (Box), hilos cuánticos (Wire), pozos cuánticos (QW) y material en volumen (Bulk), respectivamente, de GaInAs/InP a 300K. El tamaño característico es de 100Å.

Al utilizar las nanoestructuras como zona activa en láseres de semiconductor, también se mejora la estabilidad de la corriente umbral con la temperatura. La densidad de corriente umbral tiene una dependencia con la temperatura como:

$$J_{th} = J_0 e^{\frac{T}{T_0}}, \quad (2.18)$$

donde T_0 se conoce como la “temperatura característica” de un dispositivo láser y éste resulta más estable cuanto más alto es el valor de T_0 . En la **Figura 2.9** se pueden ver los cálculos teóricos de T_0 en función de la dimensionalidad de la nanoestructura empleada como zona activa en un láser de semiconductor.¹⁵ Se aprecia como al reducir la dimensión, el valor de T_0 aumenta hasta alcanzar un valor de infinito para cero dimensiones. Estos valores son teóricos y se refieren a sistemas ideales y por tanto, no se alcanzan en los sistemas reales, como se comentará más adelante. En los láseres en volumen, al aumentar la temperatura los portadores inyectados pasan a ocupar un rango amplio de niveles energéticos lo que disminuye el máximo de la ganancia para un nivel de inyección determinado. Al reducir las dimensiones, la densidad de estados pasa a ser una función más abrupta con la energía y por tanto la dispersión de los portadores en energía con la temperatura es menor.

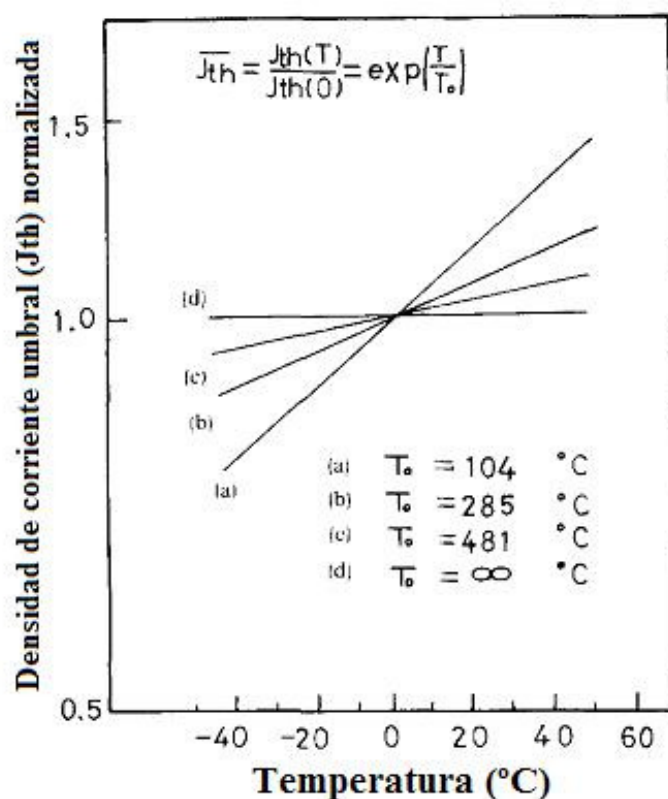


Figura 2.9 Densidades de corriente umbral (J_{th}) en función de la temperatura. Cálculo realizado con el modelo de Lasher y Stern para láseres de semiconductor en volumen (a), pozo cuántico (b), hilo cuántico (c) y punto cuántico (d)

Pero para realizar láseres de nanoestructuras reales, necesitamos cumplir ciertos requerimientos. En cuanto al tamaño, existe un límite inferior impuesto por el hecho de que al menos debe existir un nivel para electrones, estando fuertemente determinado por el alineamiento de bandas de los materiales que se utilicen. Para el sistema GaAs/ $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ se tiene una energía de confinamiento de aproximadamente 0.3 eV que se traduce en un tamaño de punto cuántico de unos 40Å. Para el caso de InAs en AlGaAs la energía de confinamiento es mayor pero la masa efectiva del electrón es menor con lo cual el tamaño mínimo es parecido. Pero una nanoestructura de este tamaño tiene un nivel en energía muy cerca de la barrera, con lo cual al subir la temperatura se producirá escape térmico de los portadores de la nanoestructura al continuo. El límite superior de tamaño lo marca el hecho de que se desea un solo nivel electrónico y así evitar escape térmico de portadores desde el nivel fundamental al primer excitado. Si se tiene en cuenta una separación energética de $3kT$ obtenemos unos tamaños de 120Å para el sistema GaAs/ $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ y unos 200Å para el sistema InAs/AlGaAs a temperatura ambiente. En el caso de los huecos los tamaños pueden ser mas pequeños pudiendo dar cabida a estados excitados de hueco para los tamaños definidos por los electrones. Otro requerimiento se refiere a la uniformidad en tamaño de las nanoestructuras y a que la densidad de empaquetamiento sea alta. Es difícil conseguir nanoestructuras de la misma forma, tamaño y composición. Estas fluctuaciones hacen que la posición energética de los niveles varíe en un rango con una dispersión tipo Gauss.

Una ventaja de usar hilos cuánticos o puntos alargados en una dirección del cristal (QDashes) es que presentan una dependencia de la corriente umbral en función de la orientación de la cavidad respecto a la dirección de los hilos cuánticos o QDashes. Cuando la cavidad óptica se hace a lo largo de la dirección [110] (perpendicular a la dirección de los hilos), el valor de la corriente umbral es más bajo que cuando la cavidad óptica se hace en la dirección [1-10] (paralela a la dirección de los hilos cuánticos). Esta variación se debe a la dependencia de la ganancia óptica con

la polarización del campo eléctrico.³¹ El elemento de matriz de la transición es más grande cuando el campo eléctrico es paralelo al hilo. La emisión láser de nuestros dispositivos está fuertemente polarizada en modo TE. Esta propiedad es una ventaja de los hilos cuánticos, ya que se puede orientar los ejes de la cavidad óptica en la dirección de ganancia máxima.⁴⁷

-
- [1] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Rubi" Nature 493 (1960)
 - [2] M. G. A. Bernard and G. Duraffourg, "Laser Conditions in Semiconductors", phys. Stat. Solidi, 1 699 (1961)
 - [3] R. J. Keyes and T. M. Quist, "Recombination Radiation Emitted By Gallium Arsenide", proc. IRE 50 1822 (1962)
 - [4] R. N. Hall, G. E. Fener, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent Light Emission from GaAs Junctions", Phys. Rev. Lett. 9, 366 (1962)
 - [5] H. Kroemer, "A Proposed Class of Heterojunction Lasers", Proc. IEEE, 51 1782-1783, (1963).
 - [6] Panish, M. B., I. Hayashi, and S. Sumski, "A Technique for the Preparation of Low-Threshold Room-Temperature GaAs Laser Diode Structures," IEEE J. Quantum Electron. QE-5 210 (1969).
 - [7] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, "Junction Lasers Which Operate Continuously At Room Temperature", Appl. Phys. Lett. 17, 109 (1970)
 - [8] Alferov, Zh. I., V. M. Andreev, D. Z. Garbuzov, Yu. V. Zhilyaev, E. P. Morozov, E. L. Portnoi, and V. G. Trofim, "Investigation Of The Influence Of The Alas-Gaas Heterostructure Parameters On The Laser Threshold Current And Realization Of Continuous Emission At Room Temperature," Sov. Phys. Semicond. 4, 1573 (1971)
 - [9] L. Esaki, R. Tsu, "Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors" IBM J. Res. Develop. (1970)
 - [10] Van der Ziel, "Laser Oscillations From Quantum States In Very Thin GaAs-AlGaAs Multilayer Structures", Appl. Phys. Lett. 26 463, (1975)
 - [11] W. T. Tsang, "Extremely Low Threshold (AlGa)As graded-index Waveguide Separate-Confinement Heterostructure Lasers grown by Moleculae Beam Epitaxy", Appl. Phys. Lett. 40 217 (1982).
 - [12] D. Z. Garbuzov, conference Digest 12th Internacional Semiconductor Laser Conference, Davos Switzerland, paper L-33 p. 238, (1990).
 - [13] Zh. Alferov, "Reducing Of The Threshold Current In GaAs-AlGaAs DHS SCH Quantum Well Lasers With Quantum Well Restriction By Short Period Superlattice Of Variable Period". Sov. Tech. Pys. Lett. 14 782 (1988)
 - [14] N. Chand, E. E. Becker, J. P. Van der Ziel, S. N. G. Chu, N. K. Dutta. "Excellent uniformity and very low ($<50 \text{ A/cm}^2$) threshold current density strained InGaAs quantum well diode lasers on GaAs substrate" Appl. Phys. Lett. **58**, 1704, (1991).
 - [15] Y. Arakawa y H. Sakaki. "Multidimensional Quantum Well Laser And Temperature Dependence Of Its Threshold Current". Appl. Phys. Lett. 40 939 (1982)
 - [16] N. Kirstaedter. "Low Threshold, Large T_0 Injection Laser Emission From (InGa)As Quantum Dots". Electron. Lett. 30, 17 1416 (1994)
 - [17] H. Shoji, K. Mukai, N. Ohtsuka, M. Sugawara, T. Uchida, H. Ishikawa. "Lasing at three-dimensionally quantum-confined sublevel of self-organized $\text{In}_{0.5}/\text{Ga}_{0.5}/\text{As}$ quantum dots by current injection". IEEE Phot. Tech. Lett. 7, 1385, (1995).

- [18] K. Kamath, P. Bhattacharya, T. Sosnowski, T. Norris, J. Phillips. “Room-temperature operation of $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ self-organised quantum dot lasers” *Elec. Lett.* 32, 1374, (1996).
- [19] D. J. Mowbray, L. Harris, M. S. Skolnick, A. D. Ashmore, D. C. Brenchley. *Proc. Semi. Sci. and Tech.* 1998, La Jolla, California.
- [20] A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, N. A. Maleev, S. S. Mikhlin, V. M. Ustinov, A. F. Tsatsul’nikov, M. V. Maximov, B. V. Volovik, D. A. Bedarev, Y. M. Shernyakov, P. S. Kop’ev, Z.I. Alferov, N. N. Ledentsov, D. Bimberg. “Long-wavelength lasing from multiply stacked $\text{InAs}/\text{InGaAs}$ quantum dots on GaAs substrates” *App. Phys. Lett.* 75, 1926, (1999).
- [21] K. M. Groom, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, P. M. Smowton, M. Hopkinson, G. Hill. “Comparative study of InGaAs quantum dot lasers with different degrees of dot layer confinement” *Appl. Phys. Lett.* 81, 1, (2002).
- [22] Stintz, G. T. Liu, H. Li, L. F. Lester, and K. J. Malloy, “Low-Threshold Current Density 1.3- μm InAs Quantum-Dot Lasers with the Dots-in-a-Well(DWELL) Structure” *IEEE Photonics Technology Letters*, 12, 6 (2000).
- [23] I. R. Sellers H. Y. Liu and M. Hopkinson D. J. Mowbray and M. S. Skolnick 1.3 μm “Lasers with AlInAs -capped self-assembled quantum dots” *Applied Physics Letters* 83, 23 (2003)
- [24] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker and D. Deppe. “Low Threshold Oxide-Confined 1.3 μm Quantum Dot Laser”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 12, 230–232, (2000).
- [25] X. Huang, A. Stintz, C. P. Hains, G. T. Liu, J. Cheng, K. J. Malloy. “Efficient high-temperature CW lasing operation of oxide-confined long wavelength InAs quantum dot lasers” *Elect. Lett.* 36, 41, (2000).
- [26] H. Y. Liu, M. Hopkinson, C. N. Harrison, M. J. Steer, R. Frith I. R. Sellers, D. J. Mowbray, y M. S. Skolnick “Optimizing the growth of 1.3 μm $\text{InAs}/\text{InGaAs}$ dots-in-a-well structure” *Journal of Applied Physics*, 93, 2931-2936 (2003)
- [27] Zhukov, Bimberg, “3.9 W Cw Power From Submonolayer Quantum Dot Diode Laser”, *Electrón. Lett.* 35 1845 (1999)
- [28] A.R. Kovsh, et al, “ $\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ quantum dot lasers of 1.3 μm range with high (88%) differential efficiency” *Electron. Lett.* 38 1104 (2002).
- [29] T. J. Badcock, R. J. Royce, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, H. Y. Liu, M. Hopkinson, K. M. Groom, Q. Jiang. “Low threshold current density and negative characteristic temperature 1.3 μm InAs self-assembled quantum dot lasers” *Applied Physics Letters* 90, 111102 (2007)
- [30] Schwertberger R, Gold D, Reithmaier J.P, Forchel A, “Long-wavelength InP -based quantum-dash lasers,” *Photonics Technol. Lett.* 14, (2002) 735 – 737.
- [31] R.H.Wang, A. Stintz, P.M. Varangis, T.C. Newell, H.Li, K.J. Malloy and L.F.Lester, “Room-Temperature Operation of InAs Quantum-Dash Lasers on InP (001)”, *Photon. Technol. Lett.* 13, (2001) 767-769.
- [32] Jin Soo Kim, Jin Hong Lee, Sung Ui Hong, Won Seok Han, Ho-Sang Kwack, Chul Wook Lee, y Dae Kon Oh “Room-Temperature Operation of InP -Based InAs Quantum Dot Laser” *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 1607-1609 , (2004)
- [33] X.R. Yang, B. Xu, Z.G. Wang, P. Jin, P. Liang, Y. Hu, H. Sun, Y.H. Chen and F.L. Liu. “Room-temperature continuous-wave operation of InAs quantum-wire laser on InP (001) substrate” *Electronics Letters*, 42, 757- 758 (2006).

-
- [34] J. W. Jang, S. H. Pyun, S. H. Lee, I. C. Lee, Weon G, Jeonga R. Stevenson, P. Daniel Dapkus, N. J. Kim, M. S. Hwang, and D. Lee “Room temperature operation of InGaAs/InGaAsP/InP quantum dot lasers” *Appl. Phys. Lett.* 85, 17, (2004)
 - [35] S.H.Pyun, S.H. Lee, I.C. Lee, H.D. Kim, W.G.Jeong, J.W.Jang, N.J.Kim, M.S. Hwang, D.Lee, J.H.Lee and D.K.Oh. “Photoluminescence and lasing characteristics of InGaAs/InGaAsP/InP quantum dots” *J.Appl.Phys.* 96, 5766 (2004).
 - [36] F. Lelarge, B. Rausseau, F. Poingt, F. Pommereau and A. Accard “Room Temperature Cw Operation Of Inas/Inp (100) Quantum Dots Based Buried Ridge Stripe Lasers” 2005 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials.
 - [37] F. Suárez, D. Fuster, L. González, Y. González, J. M. García, and M. L. Dotor. “Self-assembled InAs quantum wires lasers on (001)InP at 1.6 μ m”, *Appl. Phys. Lett.* 89, 091123 (2006).
 - [38] G. Moreau, S. Azouigui, D.-Y. Cong, K. Merghem, A. Martinez, G. Patriarche, and A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, and F. Pommereau. “Effect of layer stacking and p-type doping on the performance of InAs/InP quantum-dash-in-a-well lasers emitting at 1.55 μ m”, *Appl. Phys. Lett.* 89, 241123 (2006).
 - [39] S. Anantathanasarn, R. Nötzel, P. J. van Veldhoven, F. W. M. van Otten, Y. Barbarin, G. Servanton, T. de Vries, E. Smalbrugge, E. J. Geluk, T. J. Eijkemans, E. A. J. M. Bente, Y. S. Oei, M. K. Smit, and J. H. Wolter. “Lasing of wavelength-tunable (1.55 μ m region) InAs/InGaAsP/InP (100) quantum dots grown by metal organic vapor-phase epitaxy” *Appl. Phys. Lett.* 89, (2006) 073115.
 - [40] Hideaki Saito, a) Kenichi Nishi, y Sigeo Sugou “Ground-state lasing at room temperature in long-wavelength InAs quantum-dot lasers on InP.311.B substrates”, *Applied Physics Letters*, 78, 3, 267-269(2001)
 - [41] P. Caroff, C. Paranthoen, C. Platz, O. Dehaese, H. Folliot, N. Bertru, C. Labbé, R. Piron, E. Homeyer, A. Le Corre, and S. Loualiche “High-gain and low-threshold InAs quantum-dot lasers on InP” *Appl. Phys. Lett.* 87, 243107 (2005)
 - [42] I. N. Stranski y L. Krastanow, *Sitz. Ver. Akad. Wiss., Math.-naturwiss. Kl. Abt. IIb*, 146, 797 (1938).
 - [43] V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev and D. Binberg. “Spontaneous ordering of arrays of coherent strained islands”, *Phys. Rev. Lett.* 75 2968 (1995)
 - [44] D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, “Quantum Dot Heterostructures”, John Willey & Sons, New York, EE. UU, 1998.
 - [45] H.C. Casey, M.B. Panish. “Heterostructure lasers”.Academic Press, New York San Francisco London, 1978.
 - [46] M. Asada, Y. Miyamoto y Y. Suematsu, Gain and Threshold of Three-Dimensional Quantum-Box Lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* 22, 1915 (1986).
 - [47] L. A. Coldren y S.W. Corzine, “Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits”. New York: Wiley, 1995.

3 Técnicas experimentales

3.1 Crecimiento epitaxial de haces moleculares (MBE).

La técnica de Crecimiento Epitaxial de Haces Moleculares (MBE del inglés Molecular Beam Epitaxy) empieza a ser desarrollada a finales de 1960 en los laboratorios BELL por J. R. Arthur and A. Y. Cho⁴⁸. El método de crecimiento por MBE es uno de los múltiples métodos de crecimiento de capas delgadas. Elementos ultra puros, como galio o arsénico, son calentados en sendas células de efusión hasta que empiezan a evaporarse a un ritmo lento. Entonces, los elementos evaporados se condensan en un sustrato caliente, reaccionando entre ellos para así formar el cristal deseado (por ejemplo GaAs). Si el cristal que se crece y el sustrato es el mismo, se dice que tenemos homoestructuras, como crecer GaAs sobre un sustrato de GaAs. En el caso que sean diferentes tendremos una heteroestructura como AlAs sobre GaAs.

Se suelen usar sustratos comerciales como Si, GaAs o InP obtenidos por métodos como Czochralski o VGF (Vertical Gradient Freeze) en forma de lingote a partir de los elementos puros y de una semilla de monocristal. Estos lingotes son cortados en obleas de 2 y 3 pulgadas de unas 300- 400 micras de espesor, que son los que se usan en el crecimiento por MBE. Este crecimiento requiere de presiones en el régimen de ultra alto vacío ($10^{-9} - 10^{-10}$ torr) para evitar la incorporación de impurezas. Para ello se usan bombas de vacío previo como son las bombas rotatorias y bombas de alto vacío como: bombas turbomoleculares, iónicas o sublimadotas de titanio. Una línea de nitrógeno líquido fluye a 77 K por un serpentín cerca de las paredes internas de la campana, actuando como una bomba criogénica, condensando y atrapando posibles gases residuales. El termino “haz” significa que los átomos evaporados no interactúan unos con otros ni con ningún gas residual en la campana de vacío hasta llegar al sustrato. Mediante unos actuadores neumáticos se abren o cierran unas pantallas, justo en la boca de cada célula de efusión y así, se controla el espesor de la capa depositada.

Para el crecimiento de compuestos III-V, Gunther⁴⁹ propone la técnica de “las tres temperaturas” donde el sustrato, las células fuente del grupo III y las del grupo V tienen diferente temperatura y las presiones de vapor se pueden controlar de forma independiente. La estequiometría en el crecimiento por MBE se controla gracias a la propiedad de que los elementos del grupo V son más volátiles que los del grupo III. Esto hace que los elementos del grupo V, si el sustrato está suficientemente caliente, se re-evaporen, a no ser que exista la presencia de elementos del grupo III y se forme el compuesto deseado. Por esto el sustrato debe estar suficientemente frío como para que los átomos o moléculas de elemento III se queden incorporados. Por tanto el ritmo de crecimiento está determinado por el flujo de elemento III, y el flujo de elemento V se mantiene un número de veces el flujo del elemento III. El ritmo de incorporación de elemento V si que depende del número de átomos de elemento III en la superficie.⁵⁰ Temperaturas típicas de crecimiento por MBE, son 600-650°C para sustratos de

GaAs y 400-570 para InP. En la **Figura 2.4** se representa la sección transversal de una campana de crecimiento por epitaxia de haces moleculares de fuentes sólidas.

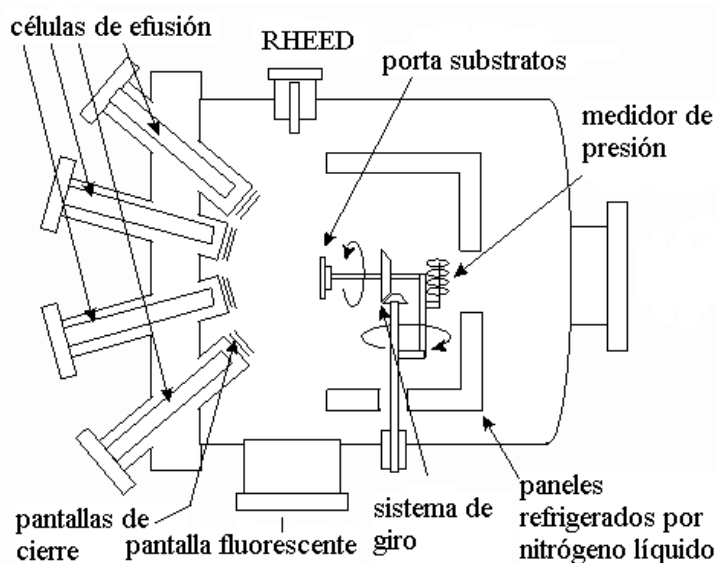


Figura 3.1 Esquema de un reactor de crecimiento por epitaxia de haces moleculares (MBE)

Debido a que el crecimiento por MBE se hace en condiciones de ultra alto vacío, se pueden aplicar técnicas de análisis de superficies antes y/o durante el crecimiento. Una de estas técnicas es la difracción de electrones de alta energía (RHEED del inglés Reflection High-Energy Electron Diffraction). Se puede medir el ritmo de crecimiento *in situ* siguiendo las variaciones de la intensidad del haz especular en el diagrama de difracción. En este diagrama, se observan las diferentes reconstrucciones superficiales de la muestra según sean las condiciones de crecimiento (temperatura del sustrato y presión de elemento V). El crecimiento por MBE nos permite un control excelente para fabricar dispositivos complejos con sensibilidad en una monocapa (MC) de material depositado y con un buen control de la composición.

Todas las muestras presentadas en esta memoria han sido fabricadas en los dos equipos de MBE del Instituto de Microelectrónica de Madrid (IMM). Los dos sistemas están unidos por una cámara intermedia (exclusa). Cada sistema consta de una cámara de introducción de sustratos por donde se introducen cuatro sustratos en un carrito sobre unos raíles, de una pre-cámara y de una cámara principal o reactor. En la exclusiva, los cuatro sustratos se someten a un primer calentamiento mediante el calentamiento de lámparas halógenas para así eliminar el agua adsorbida del ambiente. Seguidamente, los sustratos se pasan a la pre-cámara, donde se transfiere uno de ellos. La barra de transferencia está provista de horno de caldeo y de termopar para controlar la temperatura. El sustrato elegido se somete a un segundo calentamiento durante unos minutos y se transfiere al reactor donde se procede al crecimiento de la epitaxia por MBE. Cada cámara tiene su sistema de bombeo, la exclusiva consta de una bomba rotatoria y una turbomolecular, la pre-cámara está conectada a una bomba de ionización y el reactor tiene dos bombas de ionización más una bomba sublimadora de Titanio. El nitrógeno líquido que circula por el serpentín situado cerca de las paredes del reactor, actúa a su vez como crió-bomba. En el reactor se encuentran las células de efusión enfrentadas al sustrato y provistas de pantallas situadas en la boca de cada una de ellas, permitiendo o no la salida de flujo de célula. Estas pantallas se accionan mediante un actuador electro-neumático. Las células de elemento V, fósforo, arsénico, y antimonio, necesitan un cierre hermético especial para no dejar escapar nada de material cuando se cierran, y además, un calentador adicional, justo en la boca, que permite disociar las moléculas de As_4 y P_4 ("cracker" en inglés). A parte de los elementos V, estos sistemas están provistos de elementos III, Galio, Aluminio, Indio, y para dopar los elementos Berilio y Silicio (**Figura 3.2**)⁵¹. Los flujos moleculares procedentes de las células se miden con un manómetro de ionización calibrado, ya que la medida

depende de la posición respecto al haz de flujo. Esta medida se expresa en unidades de presión equivalente del haz (BEP del inglés “Beam Equivalent Pressure”). El reactor dispone de un cañón de electrones y de una pantalla fluorescente para observar el patrón de difracción de electrones de alta energía reflejados en la superficie de la muestra (RHEED).

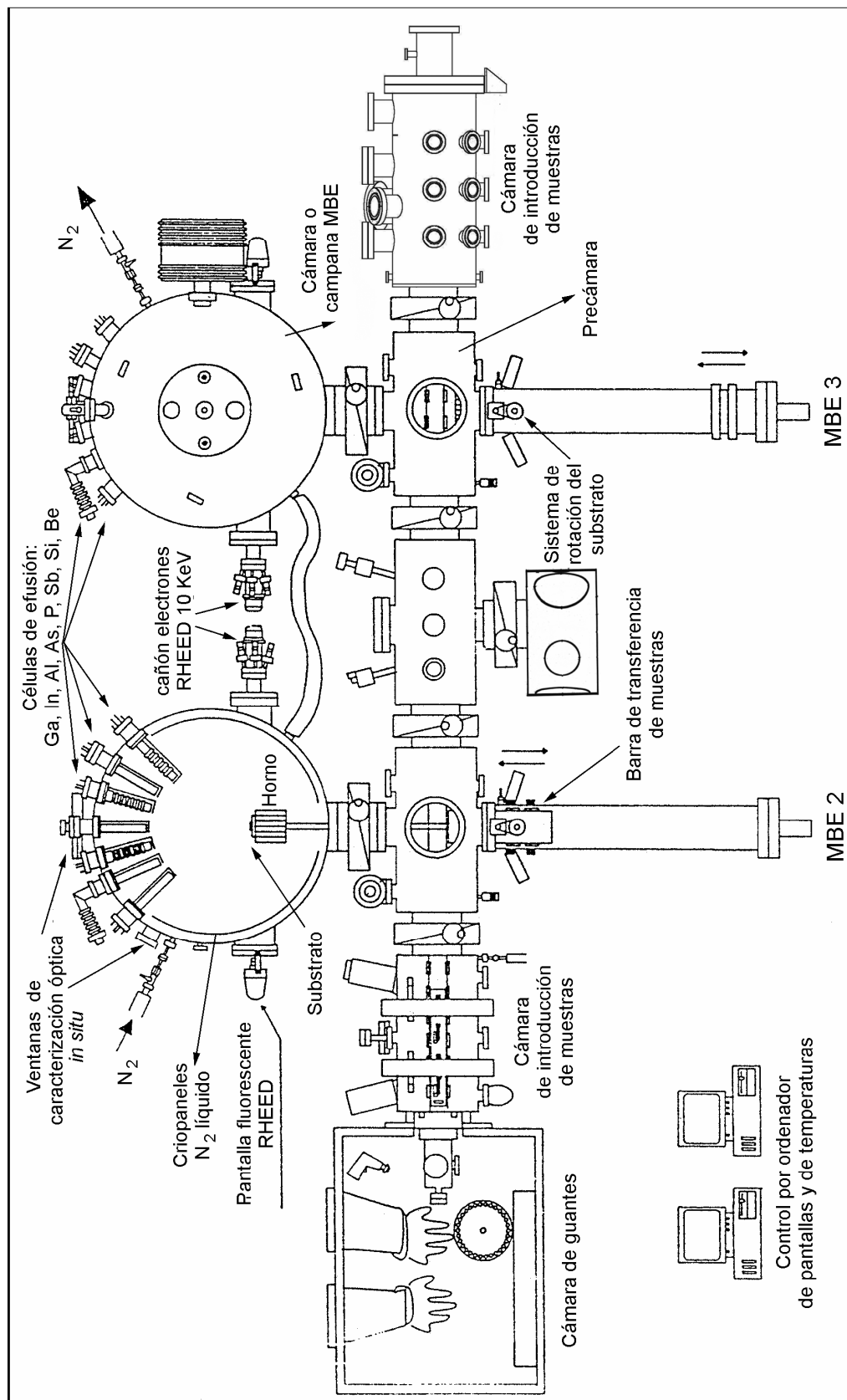


Figura 3.2 Esquema de los sistemas de crecimiento epitaxial por haces moleculares del Instituto de Microelectrónica de Madrid (IMM).⁵¹

3.1.1 Crecimiento de Haces Moleculares Capa a Capa (ALMBE).

El crecimiento por haces moleculares capa a capa atómica o ALMBE (del inglés “Atomic Layer Molecular Beam Epitaxy”)⁵² consiste en suministrar haz molecular de elemento III a la superficie de la muestra de forma continua mientras que el haz de elemento del grupo V se hace de forma intermitente. Esta interrupción en el flujo de elemento del grupo V crea un enriquecimiento temporal de elemento del grupo III en cada ciclo de forma que se favorece la difusión superficial de elemento III y aumenta la reactividad con el elemento del grupo V cuando se reanuda su aporte. Si se ajusta la cantidad de elemento del grupo III para formar una monocapa de material y la cantidad necesaria de elemento del grupo V de manera que formen enlace con todos los elementos del grupo III, se favorece el crecimiento capa a capa obteniendo superficies muy planas. Para ajustar estas cantidades se necesita hacer uso de las técnicas “in situ” de difracción de electrones de alta energía (RHEED) y de la espectroscopía de reflectancia diferencial (RDS) y así tener control sobre la estequiometría superficial. Para interrumpir el flujo molecular del elemento del grupo V, las células de efusión incorporan válvulas de cierre en lugar de pantallas. Durante el cierre del flujo del elemento del grupo V, la difusión superficial de los átomos de elemento del grupo III aumenta de forma considerable lo que permite la deposición de capas epitaxiales de alta calidad manteniendo la temperatura del sustrato por debajo de los valores habituales en el crecimiento por MBE. Esta característica del ALMBE es fundamental en la integración monolítica de dispositivos donde no se pueden superar los 400-450°C.

3.1.2 Difracción de electrones reflejados de alta energía en incidencia rasante (RHEED).

La técnica “in situ” más usada en el crecimiento por MBE es la de difracción de electrones reflejados de alta energía en incidencia rasante o RHEED. El RHEED es una herramienta básica para determinar las condiciones de crecimiento óptimas. El sistema experimental consta de un cañón de electrones que emite electrones a una energía de unos 10 KeV que inciden de forma rasante sobre la superficie de la muestra y de una pantalla fosforescente donde se dibuja el diagrama de difracción superficial (Figura 3.3).

Este patrón en forma de barras, tiene información acerca de la morfología superficial y reconstrucciones superficiales.

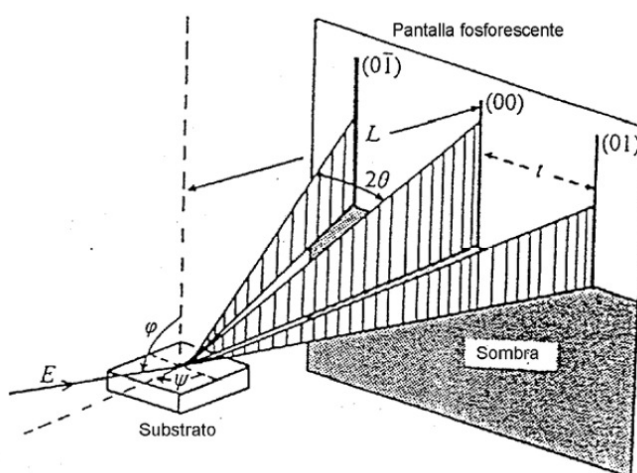


Figura 3.3 Esquema del montaje experimental de la difracción de electrones reflejados de alta energía (RHEED)

La reconstrucción que presenta la superficie depende de la estequiometría superficial, es decir de la relación de elementos del grupo III y V y de la temperatura de sustrato. Cuando la superficie es

muy rugosa o presenta núcleos tridimensionales, el diagrama de difracción ya no presenta las barras correspondientes a una superficie plana sino puntos correspondientes a la red recíproca de volumen. Si estos núcleos tridimensionales presentan facetas bien definidas, es posible ver barras en el diagrama de difracción no paralelos a la dirección de las barras de una superficie plana (**Figura 3.4**). La sensibilidad de esta técnica es del orden de la longitud de coherencia de los electrones, es decir del orden de nanómetros.

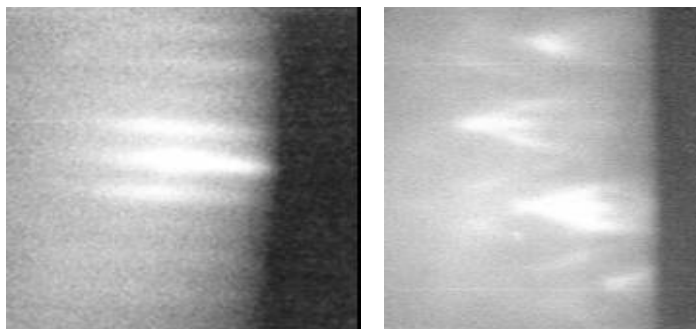


Figura 3.4 Diagramas de difracción RHEED de una superficie plana de InP (001) en la reconstrucción superficial 2x4 (izquierda) y de hilos cuánticos auto-ensamblados (derecha), en la dirección [1-10].

Junto a los haces difractados podemos observar el haz reflejado que oscilan en intensidad durante el crecimiento con un periodo correspondiente a la formación de una monocapa de material. Los máximos de intensidad corresponden con una capa completa y plana y cuando comienza el crecimiento se forman islas distribuidas aleatoriamente por la superficie que hace que disminuya la intensidad del haz reflejado (ver **Figura 3.5**). Las oscilaciones del haz especular se pueden medir con un fotodetector en función del tiempo y así obtener la velocidad de crecimiento^{53,54}. Puesto que la velocidad de crecimiento está controlada por el elemento del grupo III, determinando el flujo de este elemento mediante las oscilaciones RHEED se puede ajustar con gran precisión la composición de las aleaciones formadas por dos elementos del grupo III y uno del grupo V.

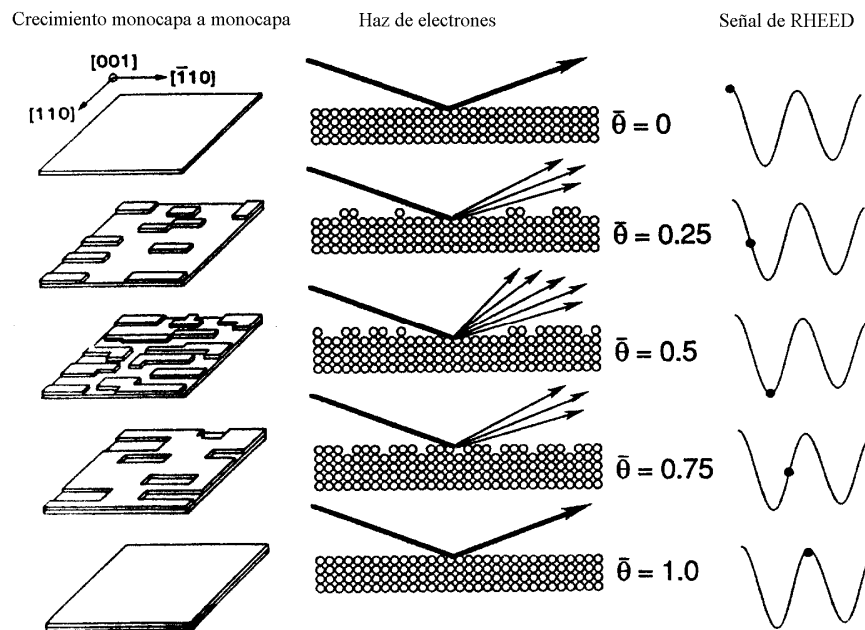


Figura 3.5 Esquema del crecimiento por epitaxia de haces moleculares (MBE) capa a capa atómica y la evolución de la señal del haz reflejado del haz de electrones de alta energía en incidencia rasante RHEED.

3.1.3 Espectroscopía de Reflectancia Diferencial.

La espectroscopía de reflectancia diferencial, o RDS (del inglés “Reflectance Difference Spectroscopy”) permite medir la estequiometría superficial entre átomos del grupo III y los del grupo V.^{55,56} La técnica se basa en la medida de la anisotropía en la reflectancia óptica de una superficie a lo largo de dos ejes cristalográficos ortogonales, habitualmente las dos direcciones $[110]$ y $[1-10]$ en superficies (001) de semiconductores III-V. Para energías de fotón cercanas a 1.8 eV la anisotropía óptica que mide la señal de RDS ($R_{[110]} - R_{[1-10]}$) está relacionada con la absorción de los dímeros formados por los elementos del grupo III en la superficie (001) del semiconductor. La caracterización por RDS es una técnica muy útil para controlar la estequiometría superficial durante el crecimiento por ALMBE. Es posible observar oscilaciones en la señal de RDS relacionadas con la transición entre una superficie saturada en elemento III, cuando se interrumpe el flujo de elemento V, hasta una superficie enriquecida en elemento del grupo V, cuando se reanuda ente flujo. La amplitud de estas oscilaciones está por tanto relacionada con los niveles de saturación en cada uno de los elementos.

En este caso se ha usado un láser de He-Ne (emisión en 1.96 eV) por lo que las variaciones en la señal de RDS corresponderán a las variaciones de dímeros de elemento III en la superficie durante el crecimiento. La luz del láser He-Ne es linealmente polarizada a 45° respecto a las direcciones $[110]$ y $[1-10]$. Después de reflejarse en la superficie de la muestra, esta pasa por un prisma de Wollaston donde se separa en dos componentes con plano de polarización paralelo a la dirección $[110]$ y $[1-10]$ respectivamente. Cada componente se mide en un fotodiodo y las dos señales pasan a un amplificador diferencial, obteniendo así la diferencia relativa de las señales. Los valores de la señal RD de superficies de semiconductores III-V son inferiores al 1% de la reflectancia total de la superficie, pero este montaje proporciona una relación señal-ruido excelente y no es necesario modular el haz incidente.

En este trabajo de tesis se ha utilizado la técnica RD para encontrar las condiciones óptimas de crecimiento de las estructuras láser. Cabe destacar el control de la incorporación de dopado en las capas de InP tipo p y n, así como la calidad estructural de las superredes y sus intercaras debido al control de la incorporación de As y P.

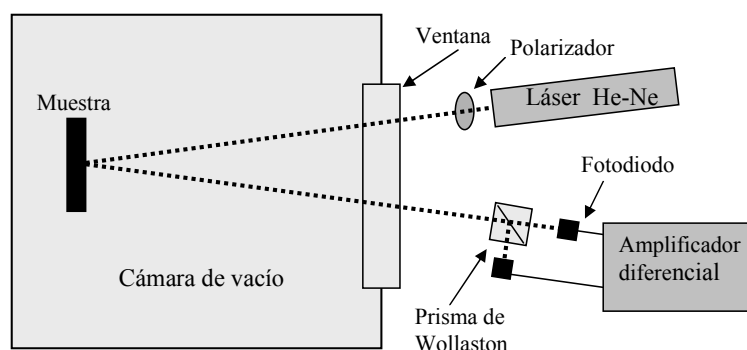


Figura 3.6 Esquema del montaje experimental de reflectancia diferencial (RD).

3.2 Técnicas experimentales de caracterización

Una vez crecida una muestra por MBE se necesita estudiar sus propiedades ópticas y morfológicas para conocer la calidad de la misma y obtener toda la información posible que permita relacionar los parámetros de crecimiento con las propiedades de los materiales. Para caracterizar las propiedades ópticas se han utilizado las técnicas de fotoluminiscencia (PL, del inglés Photoluminescence) y de fotoluminiscencia de excitación (PLE, del inglés Photoluminescence Excitation Spectroscopy). La caracterización morfológica de las superficies de las muestras, así como de las nanoestructuras crecidas sobre ellas, se ha realizado por microscopía de fuerzas atómicas (AFM, del inglés Atomic Force Microscope). Para la caracterización morfológica y composicional de las estructuras láser de varias capas se ha empleado la técnica de difracción de rayos X. En colaboración con el grupo de TEM en la Universidad de Cádiz, a cargo del profesor Sergio Molina, se ha realizado el estudio de las estructuras láser mediante microscopía de transmisión de electrones (TEM, del inglés Transmission Electron Microscope) que aporta información de la forma y composición de las nanoestructuras una vez enterradas y de las intercaras de las multicapas de las superredes. Además se han realizado medidas de caracterización Hall en muestras de control para calibrar la concentración del dopado y la movilidad de los portadores.

3.2.1 Fotoluminiscencia (PL)

La técnica de caracterización de fotoluminiscencia (PL) consiste en medir espectralmente la luz emitida por una muestra tras ser “excitada” por una fuente luminosa. Por lo tanto esta técnica está relacionada con la absorción. Una muestra semiconductor se puede “excitar” haciendo incidir un haz de luz de energía mayor que la de su banda prohibida o “gap” de forma que los electrones de niveles energéticos de la banda de valencia pasen a niveles energéticos de la banda de conducción, generando pares electrón - hueco. Los portadores se relajan perdiendo su energía cinética en forma de fonones, y después se recombinan radiativamente generando fotones de energía igual a la diferencia energética entre los niveles energéticos de electrón y hueco correspondiente. Por lo tanto, se puede obtener información sobre los niveles energéticos presentes en la muestra, incluidos los niveles del dopado o de defectos, si los hubiese. Hay que notar que la luz incidente penetra o es absorbida en una distancia del orden de la longitud de onda incidente de excitación. Los portadores foto-generados pueden difundirse varios cientos de nanómetros a otras zonas de la muestra y recombinar radiativamente.

En el estudio de las muestras de esta memoria se han usado: la línea de 514 nm de un láser de argón y la línea de 808 nm de un láser de diodo, respectivamente, como fuentes de luz de excitación respectivamente. La potencia de los láseres se puede cambiar variando la corriente aplicada o mediante el uso de filtros neutros. La potencia de excitación se mide mediante un

potenciómetro calibrado para esas longitudes de onda. La luz incidente se focaliza en la superficie de la muestra mediante dos lentes. La muestra se encuentra montada en el dedo frío de un criostato de helio gas, de circuito cerrado. El sistema de vacío está compuesto por una bomba turbo-molecular y una bomba rotatoria. Una resistencia de caldeo y un diodo sensor conectados a un controlador de temperatura permiten poder realizar las medidas de PL desde 12K hasta temperatura ambiente (300K). La luz emitida por la muestra es recogida y focalizada por dos lentes a la entrada de un monocromador de 0.22 m de distancia focal. Entre las dos lentes se coloca un filtro paso alta que deje pasar longitudes de onda larga y corte las longitudes de onda corta y así evitar que luz del láser reflejada en la muestra pase al monocromador. La red de difracción del monocromador dispersa las longitudes de onda de la luz que le llega a distintos ángulos, y puede girar gracias a un motor paso a paso pudiendo así obtener el espectro de emisión de la muestra. Las órdenes para que se mueva el motor paso a paso del monocromador se controlan a través de un ordenador mediante tarjetas analógico-digitales. La luz a la salida del monocromador es captada por un detector de germanio o de InGaAs extendido. El detector de germanio está refrigerado por nitrógeno líquido y gracias a su alta sensibilidad ($NEP=110^{-15} \text{ W/Hz}^{1/2}$) permite medir señales muy bajas en un rango de longitudes de onda de 800nm a 1650nm. El detector de InGaAs está refrigerado por una célula Peltier y es menos sensible ($NEP=6 \cdot 10^{-13} \text{ W/Hz}^{1/2}$) pero barre un rango de longitudes de onda mas largo desde 1200nm hasta 2500nm. Para evitar posibles ruidos, la medida de PL se hace de manera síncrona. El haz incidente se interrumpe a intervalos regulares mediante un modulador óptico (Chopper, en inglés) a una frecuencia dada. De toda la señal que recibe el detector, sólo se tiene en cuenta la que está en fase con dicha frecuencia. Al amplificador síncrono o lock-in se le suministra, tanto la señal del detector como señal de la frecuencia de referencia del modulador óptico (**Figura 3.7**). Finalmente la señal amplificada, medida para cada longitud de onda, se recoge mediante una tarjeta de adquisición de datos en el ordenador.

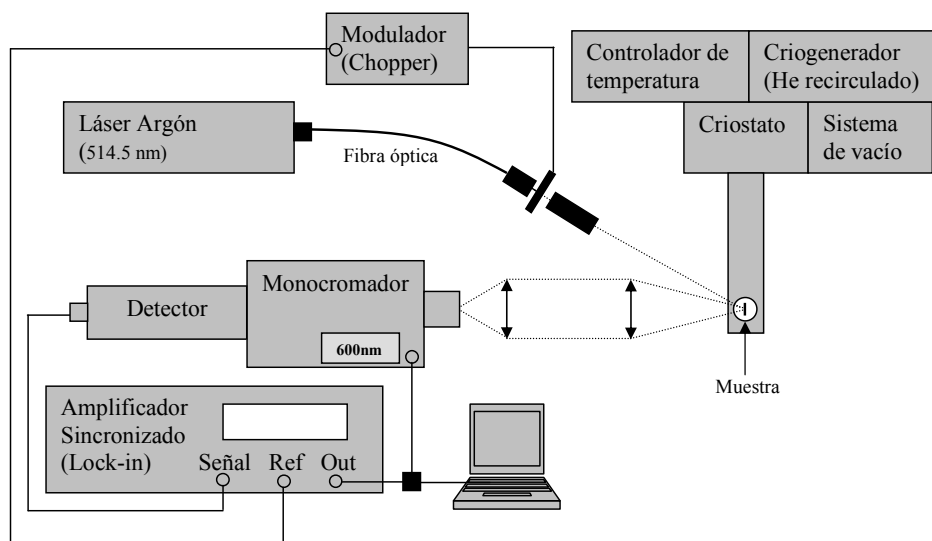


Figura 3.7 Esquema del montaje experimental del sistema de fotoluminiscencia (PL).

Existen varias partes del sistema de medida que tiene una respuesta diferente con cada longitud de onda como son la red de difracción y el detector. Esto hace que sea necesario saber cual es la función de transferencia del sistema para poder normalizar los espectros y así obtener la tendencia real. Para ello se ha medido la respuesta del sistema se PL usando como fuente de luz una lámpara halógena de cuarzo-tungsteno en lugar de la muestra (**Figura 3.8**).

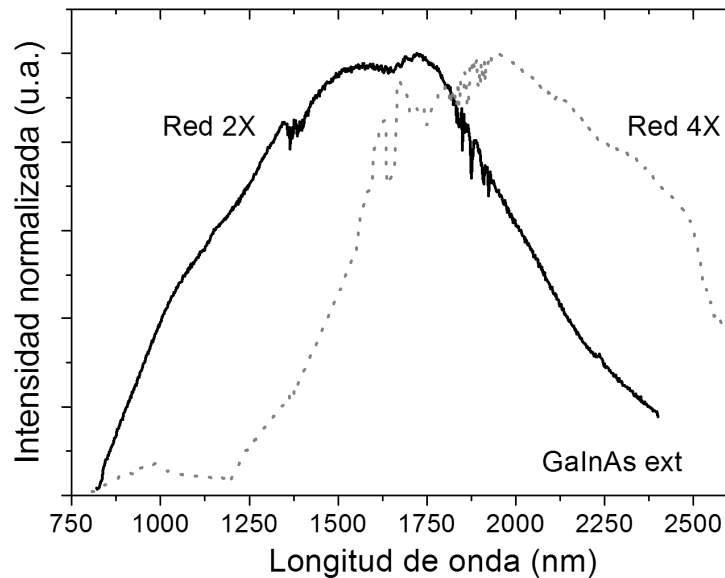


Figura 3.8 Respuesta espectral del sistema de la medida de fotoluminiscencia (PL) para las redes de difracción de 600 líneas (Red X2) y 300 líneas (Red 4X) usando el detector de Ingaes extendido y un filtro de 850nm.

Esta lámpara tiene una respuesta espectral muy plana en el rango de longitudes de onda de interés. Las redes de difracción además son sensibles a la polarización de la luz lo que puede influir si las muestras emiten con cierto grado de polarización. Para ello las muestras se colocan a 45° respecto a la vertical que coincide con la red de difracción. Para las medidas de PL en función de la polarización se usa un polarizador lineal justo a la entrada del monocromador. También se tuvo en cuenta la respuesta del polarizador con la longitud de onda en estas medidas.

3.2.2 Fotoluminiscencia de excitación (PLE).

En la fotoluminiscencia de excitación se trata de ir excitando una muestra semiconductor con diferentes longitudes de onda y recoger la señal que esta emite en una longitud de onda fija. Para poder hacer esto se suele usar un láser que permita sintonizar su longitud de onda de emisión o una lámpara de luz blanca calibrada, cuya luz se hace pasar por un monocromador con el que se selecciona y varía la longitud de onda con la cual se va a excitar la muestra. Una vez se va excitando la muestra con diferentes longitudes de onda, se recoge la luz que esta emite por un segundo monocromador que se encuentra fijado a una longitud de onda concreta. Por tanto al detector de InGaAs solo le llega la luz que la muestra está emitiendo a esa longitud de onda. Por lo tanto se mide la luz que emite la muestra a la longitud de onda que seleccionamos en el segundo monocromador como consecuencia de excitar la muestra a longitudes de onda mas corta. Por ejemplo se puede seleccionar la longitud de onda de la zona activa que corresponde con la energía mas baja y se excita en la guía de ondas. Los portadores generados en la guía de ondas se difunden hacia la zona activa obteniendo así un pico de señal de PLE.

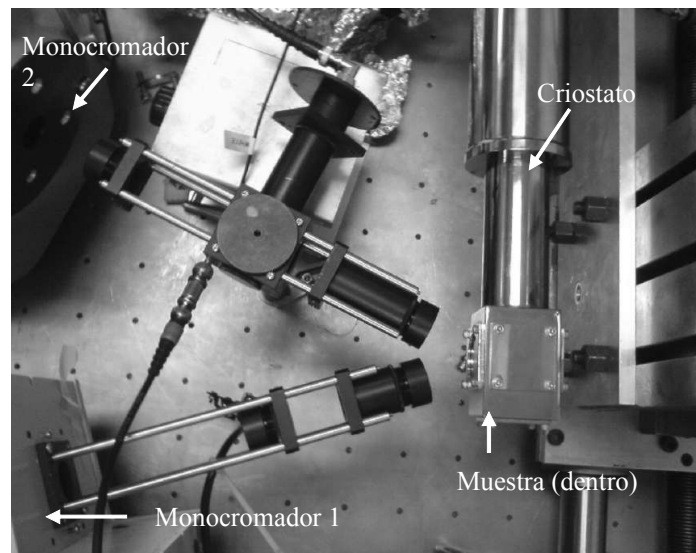


Figura 3.9 Esquema del montaje experimental del sistema de fotoluminiscencia de excitación (PLE).

3.2.3 Microscopía de fuerzas atómicas (AFM).

En 1982 se desarrolla el microscopio de efecto túnel (STM, del inglés Scanning Tunneling Microscope) por Binnig, Rohrer, Gerber y Weibel en IBM en Zurich.⁵⁷ Más tarde, en 1986, Binnig y Rohrer ganan el premio Nóbel de física por su desarrollo. En 1986, Binnig, Quate y Gerber⁵⁸ desarrollan el microscopio de fuerzas atómicas (AFM del inglés, Atomic Force Microscope) en una colaboración entre la universidad de Stanford e IBM. Actualmente es una herramienta de las más usadas tanto para tomar imágenes topográficas como para manipular los materiales a escala nanométrica con una resolución de fracciones de ángstrom. El AFM consiste en una micropalanca con una punta muy afilada en uno de sus extremos que barre la superficie de una muestra y recogiendo las interacciones entre la punta y la muestra. La micropalanca suele estar hecha de silicio o nitruro de silicio con una punta cuyo radio de curvatura suele ser del orden de nanómetros. Cuando se acerca la punta a la superficie de la muestra, las fuerzas entre la punta y la muestra hacen que la micropalanca se deflece de acuerdo a la ley de Hooke. Estas fuerzas suelen ser de tipo Van der Waals pero también se pueden medir otras como son las fuerzas debidas enlaces químicos, fuerzas electroestáticas o magnéticas, etc. La curvatura de la micropalanca se suele medir usando la reflexión de un láser al incidir en la parte de arriba de la micropalanca. Las variaciones del haz reflejado debidos a cambios en la curvatura de la micropalanca se miden en un fotodiodo de cuatro segmentos (ver Figura 3.10).

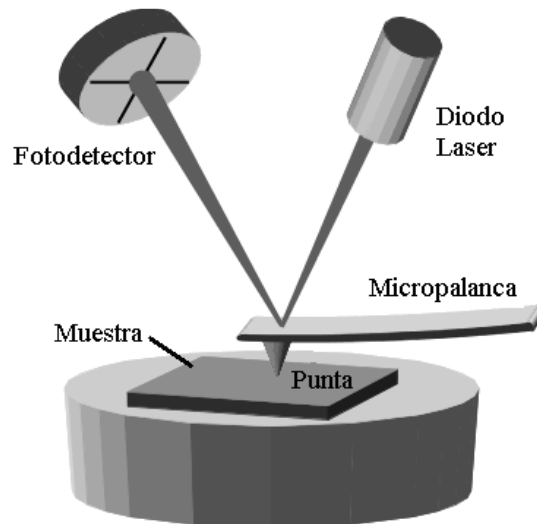


Figura 3.10 Esquema simplificado del microscopio de fuerzas atómicas (AFM).

Para las muestras descritas en esta memoria, las medidas de AFM se han hecho en modo contacto, que consiste en mover la punta a lo largo de la superficie de la muestra manteniendo una fuerza o deflexión constante. Un mecanismo de retroalimentación se ocupa de ajustar la distancia punta-muestra al valor seleccionado en función de la deflexión de la micropalanca. La muestra se encuentra montada en un tubo piezoeléctrico que permite acercar o alejar la muestra a la punta en el eje Z y barrer en X y en Y a lo largo de la superficie de la muestra. A cada punto de la superficie de la muestra (X-Y) se le asocia el valor del desplazamiento vertical del piezoeléctrico (Z), como resultado de mantener constante la distancia punta – muestra o lo que es lo mismo, la fuerza de interacción entre ambas. Las imágenes de AFM tienen un límite de resolución que depende del radio de curvatura de la punta y de los parámetros de retroalimentación usados. En esta memoria se han usado dos microscopios AFM, uno de ellos fue desarrollado en el IMM con puntas y electrónica comerciales y otro de la marca Nanotech (**Figura 3.11**).

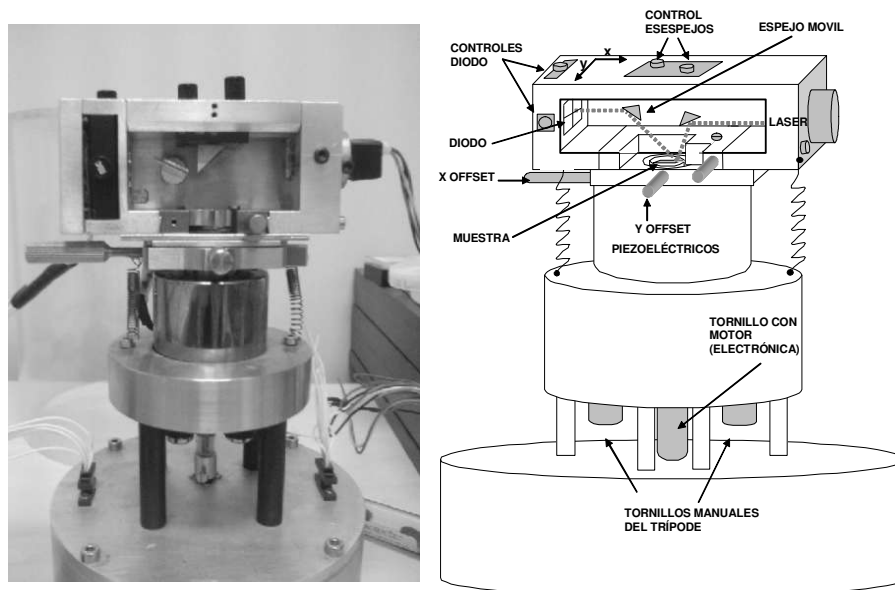


Figura 3.11 Fotografía del microscopio de fuerzas atómicas del IMM (izquierda) y su esquema explicativo (derecha).

3.2.4 Difracción de rayos X.

La técnica de difracción de rayos X permite el estudio de la estructura cristalina de materiales de una forma no destructiva. Debido a que la longitud de onda de los rayos X es del orden de las distancias entre planos atómicos podemos obtener difracción por las distintas familias de planos de la muestra a los ángulos de Bragg. Esta técnica es sensible a la composición de los planos atómicos, a su espesor y al estado de tensión. La difracción de rayos X permite obtener información sobre el ajuste del parámetro de red de heteroestructuras formadas por diferentes elementos. En esta memoria se ha usado el difractómetro del IMM: Philips Xpert MRD de cuatro círculos de ánodo de cobre. El análisis de los espectros obtenido se ha realizado mediante simulaciones dinámicas que tienen un error del 0.5 % en la determinación de la composición de las capas de la muestra. Para obtener una divergencia angular de 15" del haz, se usa un monocromador de cuatro cristales de germanio (200). El detector consta de una apertura de 3.5° que es posible reducir con el uso de rendijas.

3.2.5 Microscopía electrónica de transmisión (TEM)

La microscopía electrónica de transmisión (TEM, del inglés Transmission Electron Microscopy) es una técnica en la cual un haz de electrones atraviesa una capa fina de material interactuando con las nubes electrónicas de los átomos que la forman. El primer microscopio de transmisión de electrones fue construido por Albert Prebus y James Hillier de la University of Toronto in 1938 basándose en los estudios de Max Knoll y Ernst Ruska. Los electrones son generados por un filamento, bien por emisión termoiónica o por efecto campo. Estos son acelerados por un campo eléctrico y son dirigidos y enfocados por lentes electromagnéticas. Después de atravesar la muestra, los haces difractados y transmitidos, son enfocados por una lente objetivo. Una placa fotográfica o pantalla fluorescente se coloca detrás de muestra (objeto) para registrar la imagen aumentada un millón de veces. La gran resolución de estos microscopios se debe a la pequeña longitud de onda asociada a los electrones de alta energía (1.6 Å para 400KeV). El experimento se realiza en condiciones de vacío para evitar que el haz de electrones interactúe con gases residuales. La muestra se adelgaza mediante pulido mecánico o por haz de iones a un espesor de unos cientos de nanómetros para permitir que el haz la pueda atravesar. Para ciertos ángulos de Bragg, el haz de electrones es fuertemente difractado mientras que para otros es transmitido. La intensidad de los puntos del diagrama de difracción depende de la orientación de los planos atómicos en el cristal respecto al haz de electrones. Un buen contraste se obtiene bloqueando los electrones difractados respecto al eje óptico obteniendo así variaciones en la intensidad que revela la información de la estructura cristalina. Esta técnica se conoce como "imagen de campo brillante" y es muy sensible a los defectos de la estructura cristalina. También se puede obtener una imagen de una familia de planos en particular moviendo la apertura de detección a un ángulo de difracción, técnica conocida como "imagen de campo oscuro". La técnica TEM permite formar la imagen a partir del plano objeto (método de difracción) o a partir del plano imagen (método imagen). La imagen obtenida a partir del plano objeto muestra el diagrama de difracción correspondiente con la red recíproca. Si por el contrario se forma la imagen del plano imagen obtenemos un contraste proporcional a la red real de la muestra. El contraste en imagen, se refuerza usando varios haces difractados y/o transmitidos para obtener contraste de fase. El contraste en difracción depende de la naturaleza química de los átomos de la red cristalina (número atómico Z) y deformaciones de los planos cristalinos (campos de tensiones). Las imágenes TEM proporcionan información que procede del promedio a lo largo del espesor de la muestra. Se puede obtener información relativa a la tensión de los planos cristalinos, composición de capas y nanoestructuras, calidad de las interfaces de las heteroestructuras, etc. Para esta memoria se ha contado con la colaboración del grupo de TEM dirigido por el Dr. Sergio I. Molina y colaboradores como la Dra. Teresa Ben en el Departamento de Ciencia de los Materiales e I. M. y Q. I. de la Universidad de Cádiz. Se usaron microscopios de transmisión de electrones de la marca JEOL 1200-EX (a 120KV) y para las

imágenes de de alta resolución un microscopio JEOL 4000-EX y un JEOL 2010F funcionando a 400 y 200 KV, respectivamente.

3.2.6 Medidas Hall

En 1879, el físico E. Hall⁵⁹ descubrió que cuando un conductor sobre el que circulaba corriente era colocado en un campo magnético de dirección perpendicular a la misma, podía medirse una pequeña diferencia de potencial en la dirección perpendicular a la corriente y al campo. Ese efecto es conocido como efecto Hall y permite caracterizar el tipo de portador dominante, la concentración de portadores mayoritarios y la movilidad del material estudiado.

El efecto Hall es una consecuencia de la fuerza que se ejerce sobre una carga eléctrica en movimiento cuando se encuentra sometida a la acción de un campo eléctrico y un campo magnético conocida como la fuerza de Lorentz:

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

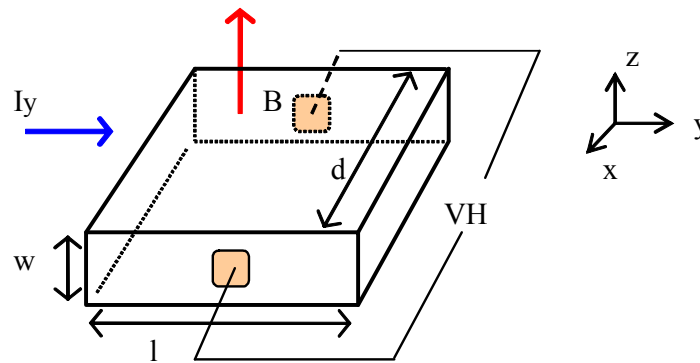


Figura 3.12 Esquema de las direcciones de corriente (I), campo magnético (B) y voltaje Hall (V_H).

La dirección de esta fuerza \mathbf{F} depende del signo de la carga del portador y del producto vectorial de la velocidad \mathbf{v} y del campo \mathbf{B} . Por lo tanto, si la velocidad de los portadores es perpendicular al campo \mathbf{B} , por acción de la fuerza de Lorentz los portadores se desvían en dirección perpendicular a \mathbf{v} y \mathbf{B} . Por lo tanto, como los electrones y los huecos tienen tanto sus velocidades de arrastre como sus cargas de signo contrario, ambos tipos de portadores tenderán a ser acelerados en el mismo sentido por la fuerza \mathbf{F} . Se origina una separación espacial de las cargas y aparece un campo eléctrico, se produce entre los puntos a y b una diferencia de potencial V_H , llamada “**tensión de Hall**”. Cuya expresión se puede deducir como:

$$V_H = R_H \frac{I_y B_z}{w}, \quad (3.1)$$

Donde la magnitud R_H se denomina constante o coeficiente de Hall y en el caso de un material donde coexisten electrones y huecos se relaciona con las movilidades de electrones y huecos como:

$$R_H = \left(\frac{1}{q}\right) \frac{p \mu_p^2 - n \mu_n^2}{(p \mu_p + n \mu_n)^2}, \quad (3.2)$$

Conociendo el coeficiente de Hall se puede calcular la concentración de portadores de carga y determinar su signo. Del mismo modo, conociendo para una muestra el coeficiente de Hall y la conductividad se puede calcular la movilidad de los portadores de carga:

$$\mu = |R_H| \sigma \quad (3.3)$$

Se han realizado medidas de Hall en muestras de control para conocer el nivel de concentración de portadores y su movilidad. Se han crecido por ALMBE capas de InP y GaAs de una micra de espesor sobre sustratos aislantes de InP y GaAs respectivamente. Durante el crecimiento se ha incorporado Si para realizar un dopado tipo n o Be para realizar un dopado tipo p. Las concentraciones de Be y de Si dependen de la velocidad de crecimiento del InP o GaAs (1 Mc/s) y de la temperatura de la célula de Si o Be. También se han crecido muestras sin dopar para determinar el nivel de dopado residual. Una vez crecidas las estructuras, se cortan en trozos cuadrados de 5mm de lado y se les practica cuatro contactos, uno en cada esquina con indio. Para difundir el indio, se hace un recocido a 400°C durante 180 s en atmósfera de nitrógeno-hidrógeno. En la medida Hall se introduce la muestra en un campo magnético fijo paralelo a la dirección de crecimiento. Para inyectar la corriente se usa una fuente de corriente programable y el voltaje se registra con un nano-voltímetro ambos de la marca Keithley. Toda la medida Hall está gobernada por un ordenador y un sistema de tarjetas de adquisición de datos.

En la **Figura 3.13** se exponen alguno de los valores de la movilidad de los portadores de muestras de control crecidas en el sistema de MBE del IMM: InP residual, InP dopado con Si (tipo n) y dopado con Be (tipo p), respectivamente, obtenidos de las medidas Hall.

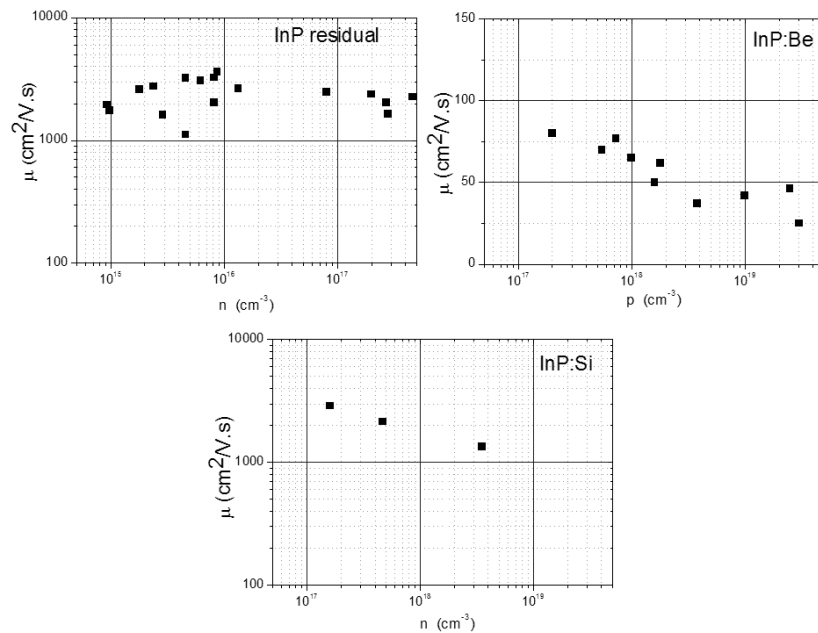


Figura 3.13 Movilidad de los portadores de muestras de control: InP residual, InP dopado con Si (tipo n) y dopado con Be (tipo p), respectivamente, valores obtenidos de las medidas Hall.

- [48] A.Y. Cho and J.R. Arthur. Molecular Beam Epitaxy. Prog. Solid State Chem. 10 (1975) 157-191.
- [49] (K. G. Gunther, Z. Naturforsch, 13a 1081 (1958))
- [50] (C. T. foxon and B. A. Joyce, Interations kinetics of As₂ and Ga on {100} GaAs surfaces, Surf. Sci. 64, 293 (1977))
- [51] David Fuster Signes, Crecimiento y caracterización de hilos cuánticos de arseniuro de indio sobre sustratos de fosfuro de indio (InAs/InP). Tesis doctoral, Universidad de Valencia, Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo. (2005)
- [52] F. Briones, L. González y A. Ruiz, Atomic layer molecular beam epitaxy (ALMBE) of III-V compounds: growth modes and applications, Appl. Phys. A **49**, 729 (1989).
F. Briones y A. Ruiz, Atomic layer molecular beam epitaxy (ALMBE): growth kinetics and applications, J. Cryst. Growth **111**, 194 (1991).
- [53] J. M. Van Hove, C. S. Lent, P. R. Pukite, and P. I. Cohen, Damped oscillations in reflection high energy electron diffraction during GaAs MBE, J. Vac. Sci. Technol. B **1**, 741 (1983).
- [54] J. H. Neave, B. A. Joyce, P. J. Dobson y N. Norton, Dynamics of Film Growth of GaAs by MBE from RHEED Observations, Appl. Phys. A **31**, 1 (1993).
- [55] D. E. Aspnes y A. A. Studna, Anisotropies in the Above-Band-Gap Optical Spectra of Cubic Semiconductors, Phys. Rev. Lett. 54, 1956 (1985).
- [56] D. E. Aspnes, J. P. Harbison, A. A. Studna y L. T. Florez, Optical reflectance and electron diffraction studies of molecular-beam-epitaxy growth transients on GaAs(001), Phys. Rev. Lett. 59, 1687 (1987).
- [57] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel. "Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy". Phys. Rev. Lett. 49,1 (1982)
- [58] G. Binnig, C. F. Quate, Ch. Gerber. "Atomic Force Microscope". Phys. Rev. Lett. 56, 9 (1986)
- [59] Hall, Edwin, "On a New Action of the Magnet on Electric Currents". American Journal of Mathematics 2, 1879.

4 Láseres de hilos cuánticos (QWR)

En este capítulo se van a describir cada una de las partes que componen un láser de hilos cuánticos de InAs sobre sustratos de (001)InP. Se va a detallar algunas de las propiedades de la zona activa del láser formada por estos hilos cuánticos. Se atenderá a la naturaleza del sistema InAs/InP, en el que, el efecto de intercambio entre el P y el As durante el crecimiento, es crítico. Se continuará con la descripción de la guía de ondas formada por superredes de periodo corto $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4/(\text{InP})_5$. Se presentará la optimización del crecimiento de la propia guía de ondas del láser y de las nanoestructuras sobre la superficie de la guía y confinada por esta. Finalmente se resumirán los principales resultados de la caracterización de las epitaxias y de los dispositivos láser.

4.1 Hilos cuánticos de InAs/InP

El sistema de materiales más estudiado es el de puntos cuánticos de InAs en GaAs. En este sistema es posible alcanzar longitudes de onda mas allá de $1\text{ }\mu\text{m}$, no obstante no es fácil ir más allá de $1.3\text{ }\mu\text{m}$ debido al gran desajuste en el parámetro de red de los materiales implicados (7%). Este problema es muy difícil de resolver, sobre todo si se quiere emplear este sistema en dispositivos aplicados a las telecomunicaciones. Algunos resultados recientes han demostrado emisión en $1.6\text{ }\mu\text{m}$ a temperatura ambiente usando QD de InAs en GaAs cubiertos con una capa de GaInAs y/o GaAsSb.^{60,61,62} desafortunadamente este tipo de estructuras nanométricas tienen dos problemas fundamentales: la baja eficiencia de emisión de fotoluminiscencia y el alineamiento tipo II en el caso de los sistemas que emplean Sb.

Como alternativa se proponen las nanoestructuras de InAs en (100) InP como una tecnología prometedora para el desarrollo de dispositivos opto-electrónicos muy eficientes. El desajuste en el parámetro de red de este sistema es de solo 3% permitiendo llegar a longitudes de onda larga ($>1.55\text{ }\mu\text{m}$) y así cubrir diferentes campos como el de las telecomunicaciones ($1.55\text{ }\mu\text{m}$), los nuevos sensores para gases y la espectroscopia molecular ($1.8 - 1.9\text{ }\mu\text{m}$).^{63,64}

Cuando una pequeña cantidad ($\sim 2\text{-}10\text{ ML}$) de InAs se deposita en InP, el tipo de nanoestructuras que se pueden obtener depende fuertemente de la orientación del sustrato, de las técnicas de crecimiento y en cada técnica de los parámetros de crecimiento empleados (flujos de gases y temperatura del sustrato). Por ejemplo, se ha obtenido una alta densidad de puntos cuánticos de InAs en InP(001) mediante la técnica de crecimiento epitaxial en fase de vapor usando baja presión (en inglés, Low-Pressure Metal-Organic Vapor-Phase Epitaxy (LP-MVPE))⁶⁵ y mediante deposición química en fase de vapor de metal-orgánicos (MOCVD).⁶⁶ Cuando se ha usado epitaxia de haces moleculares con fuentes sólidas (del inglés, Solid Source Molecular Beam Epitaxy (MBE)), los parámetros de crecimiento o el uso de capas intermedias entre las nanoestructuras y el sustrato de InP, determinan el tipo de nanoestructura. Por ejemplo, se pueden

formar puntos cuánticos alargados en la dirección [1-10] (en inglés, dash-like dots) o propiamente puntos crecidos sobre capas de InAlAs ajustadas en parámetro de red al InP,^{67,68} mientras que en capas gruesas de (001)InP se han demostrado en varios artículos la formación de hilos cuánticos (QWR).^{69,70} J. M. García et al proponen, que la formación de hilos cuánticos alargados en la dirección [1-10] se debe a que es un modo efectivo de relajar la tensión acumulada que resulta asimétrica en las direcciones $\langle 110 \rangle$ en la inter-cara InAs/InP cuando las condiciones de crecimiento estabilizan el elemento V.⁷¹ Un mecanismo similar podría explicar la formación de hilos cuánticos de GaAs crecidos por la técnica de crecimiento de “Epitaxia de Haces Químicos” (en inglés, Chemical Beam Epitaxy) en (001)GaP.⁷²

Una de las peculiaridades más característica del sistema InAs/InP son los procesos de intercambio que se producen entre los elementos As y P durante el crecimiento. Estos procesos están presentes durante la formación de las nanoestructuras de InAs, y durante el proceso de recubrimiento de las nano-estructuras en el cual se determina el tamaño final de las nanoestructuras. Trabajos realizados por algunos autores demuestran que controlando estos procesos de intercambio As/P, se obtiene un método que permite sintonizar la longitud de onda de emisión de las nano-estructuras de InAs.⁷³ La temperatura del sustrato es uno de los parámetros que modifican el proceso de intercambio. Cuando se crece la capa de InP sobre los hilos cuánticos a altas temperaturas de sustrato ($\geq 500^\circ\text{C}$), el intercambio P/As es elevado, reduciéndose la altura eficaz de las nanoestructuras y por tanto se consigue una emisión a longitudes de onda mas corta. Por otro lado, cuando se recubren los hilos cuánticos a baja temperatura ($\leq 450^\circ\text{C}$) el intercambio se reduce, obteniéndose así nanoestructuras más altas que emiten a longitudes de onda más larga. Los procesos de intercambio dependen además del tiempo de exposición de la superficie al flujo del elemento V correspondiente, de la cantidad de este flujo y de la reconstrucción superficial⁷⁴.

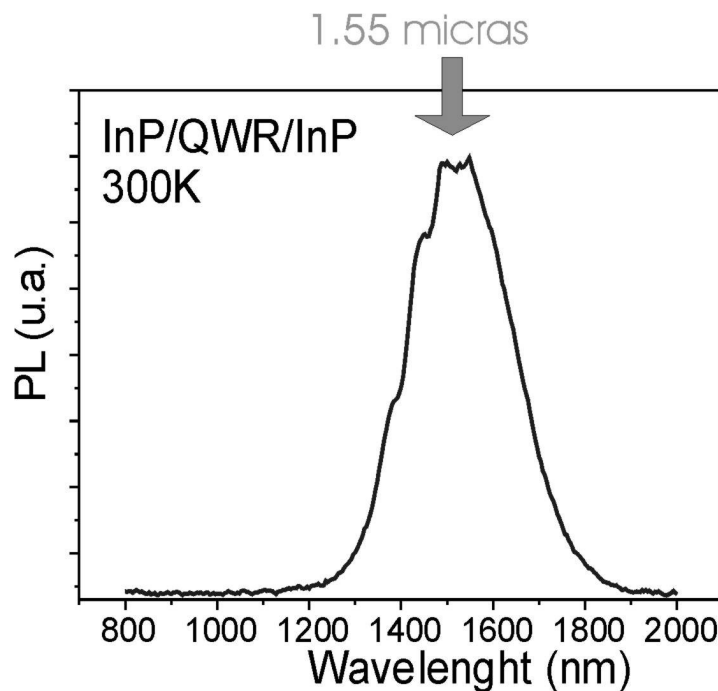


Figura 4.1 Fotoluminiscencia (PL) a temperatura ambiente de hilos cuánticos (QWR) confinados en InP. El pico de PL está centrado a 1.55 micras.

La emisión de fotoluminiscencia a temperatura ambiente de hilos cuánticos de InAs confinados por barreras de InP suele presentarse como un pico intenso y ancho debido a distribuciones de tamaños presentes en la muestra (**Figura 4.1**). Eligiendo las condiciones de crecimiento adecuadas se puede sintonizar la emisión de fotoluminiscencia en la longitud de onda de 1.55 μm , de interés en las comunicaciones por fibra. Un espectro ancho e intenso a temperatura ambiente, como el de los hilos cuánticos, implica un gran potencial de sintonización de la longitud

de onda del rango del ancho de banda deseado. Esta propiedad es importante en el multiplexado de longitud de onda (WDM) en los sistemas de comunicación.

Mediante microscopio de fuerzas atómicas (AFM) se puede estudiar la morfología de hilos cuánticos en muestras donde no se ha crecido la capa que los recubre (**Figura 4.2**). Suelen presentar alturas típicas de uno a dos nanómetros y periodos de entre 18 y 20 nanómetros. La longitud de estas nanoestructuras suele ser de unos cientos de nanómetros a μm dependiendo de las condiciones de crecimiento.

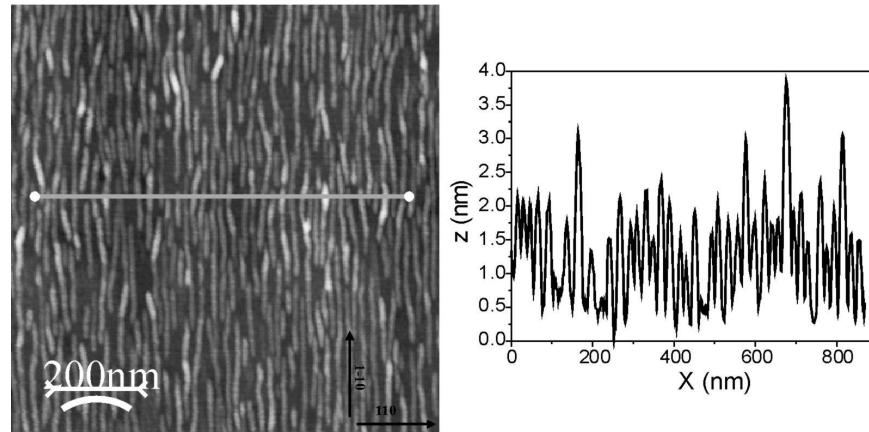


Figura 4.2 Imagen de microscopio de fuerzas atómicas (AFM) de una muestra de hilos cuánticos (QWR) crecidos sobre InP(001). Los QWR están orientados a lo largo de la dirección [1-10] y tienen una altura de 2 nm y un periodo de 18 nm (ver el perfil de AFM (derecha)).

En el caso de las estructuras láser, los hilos cuánticos se crecen directamente sobre una superred que hace de guía de ondas. Esta guía está formada por una superred GaInAs/InP, con el ternario ajustado en parámetro de red al InP. A pesar de que esta superred la terminamos en una capa de InP, la formación de los hilos cuánticos sobre esta se modifica debido a posibles campos de tensión residual o rugosidad superficial asociados a la SPSL, produciéndose cambios en la morfología de los hilos cuánticos. En el siguiente apartado se describen las diferencias inducidas en la formación de los hilos cuánticos crecidos sobre la guía de ondas comparada con la formación de los mismos sobre InP en volumen, así como las condiciones de crecimiento adecuadas para formar, de manera reproducible, hilos cuánticos de forma y tamaño óptimos.

Cuando se utilizan nanoestructuras en la zona activa de estructuras láser, debido a la baja densidad de estados electrónicos de las nanoestructuras y sus pequeñas dimensiones, pueden aparecer efectos de saturación en la ganancia. Para resolver este problema se debe incrementar la densidad de estados, bien aumentando la densidad de nanoestructuras por capa y/o apilando varias capas de nanoestructuras separadas por capas espaciadoras. Las nanoestructuras crecidas generan un campo de tensiones que se puede propagar a la siguiente capa de nanoestructuras si el espesor de la capa espaciadora es suficientemente estrecho. Se ha demostrado en estudios publicados en el sistema InAs/GaAs, que la tensión generada por los puntos cuánticos, puede influir en una optimización de la emisión de las nanoestructuras.⁷⁵ Al apilar, se puede conseguir que las nanoestructuras crezcan alineadas en la dirección vertical, y si el espaciador es suficientemente pequeño, se puede producir un acoplo electrónico entre nanoestructuras de distintas capas. En el sistema de puntos cuánticos de InAs en GaAs, el campo de tensiones generado por la primera capa de puntos produce gradientes de potencial químico que favorecen migración preferencial de los adátomos de In de la superficie hacia zonas correlacionadas verticalmente con puntos que se encuentran en la primera capa (ver **Figura 4.3**).^{76,77} Este efecto produce cierta correlación vertical y un aumento del tamaño de los QD por capa aun depositando la misma cantidad de InAs.

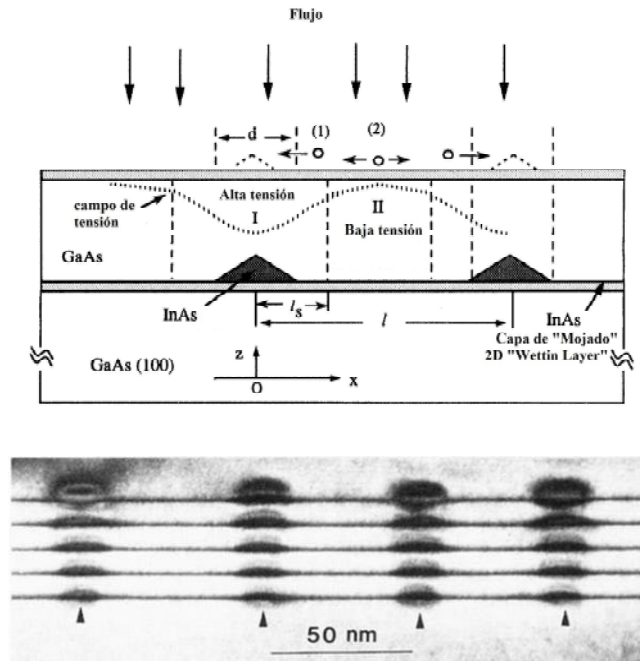


Figura 4.3 Esquema de la difusión de los átomos de In en una superficie con un perfil de tensión definido por la capa de puntos cuánticos crecidos debajo para el sistema InAs/GaAs. Los átomos de In que alcanzan la zona I, se difunden hacia las islas de InAs que se están formando. Los átomos de In en la región II no tienen una difusión preferencial debida al campo de tensión. Debajo se muestra la imagen TEM en campo oscuro de cinco capas apiladas de QD⁷⁶

En el sistema InAs/InP, además de los efectos de la tensión al apilar capas, también hay que tener en cuenta que existen procesos de intercambio entre el fósforo y el arsénico que hacen que los mecanismos implicados en la formación de las nanoestructuras apiladas sean distintos. Para espesores de capa espaciadora menores de 10 nm se ha observado una correlación vertical en hilos cuánticos apilados de InAs en InP.^{78,79} Experimentalmente se observa que la cantidad de InAs necesaria para formar los hilos cuánticos de la segunda capa y sucesivas, es cada vez menor. Debido a la tensión que producen los hilos cuánticos, se produce una vía nueva de aporte de InAs hacia los hilos cuánticos que se están formando. El campo de tensiones varía desde un máximo a un mínimo, favoreciéndose en estos mínimos el intercambio entre el fósforo de la muestra y el arsénico que llega a la superficie de la misma. Se provoca de este modo, entre hilo e hilo, un vaciado de la capa de InP, debido a la desorción del P de esta capa y a la gran movilidad de los átomos de In, que quedando libres de P, reaccionan con As en las pequeñas islas de InAs que ya se están formando justo encima de los hilos de InAs de la primera capa (ver **Figura 4.4**).⁷⁹ El campo de tensiones depende del espesor de la capa espaciadora, siendo por tanto el espesor de estas capas, un parámetro determinante en la formación de las sucesivas capas de nanoestructuras cuando se quiere apilar varias de ellas.

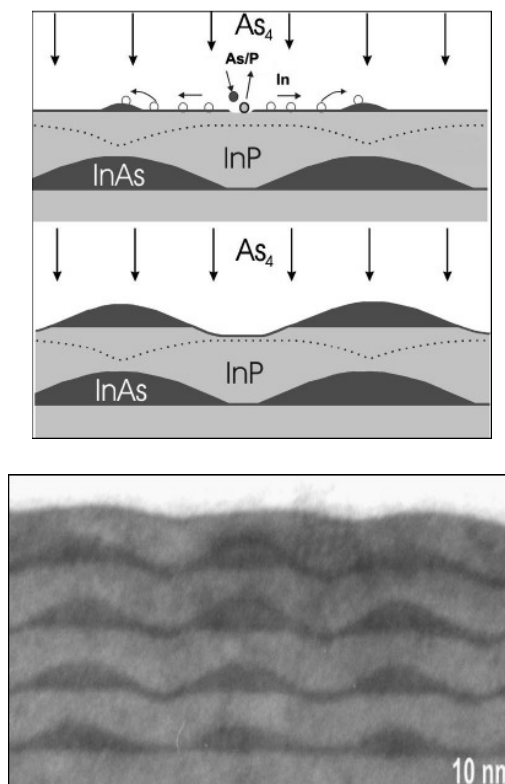


Figura 4.4 Esquema de la difusión de los átomos de In en una superficie con un perfil de tensión definido por la capa de hilos cuánticos crecidos debajo para el sistema InAs/InP.⁷⁹ Debajo se muestra la imagen TEM en campo oscuro de cuatro capas apiladas de hilos cuánticos.⁷⁹

4.2 Guía de ondas

Se han crecido y caracterizado guías de onda formadas por superredes de periodo corto (SPSL, del inglés “Short Period Superlattices”) $(\text{InP})_5/(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4$ para su uso en estructuras láser de hilos cuánticos de InAs auto - ensamblados. Para el estudio de morfología, tanto de la superficie de superredes como de los hilos cuánticos, se ha usado el AFM. Los resultados muestran que la forma y tamaño de los hilos cuánticos depende fuertemente de la superficie de la SPSL. Una superficie plana a nivel atómico y sin tensiones es necesaria para obtener hilos cuánticos con una buena uniformidad en tamaños y forma. Para optimizar los parámetros de crecimiento se ha utilizado la espectroscopia de PL y así mejorar las muestras formadas por hilos cuánticos confinados por superred.

4.2.1 Introducción.

Se han publicado muchos artículos sobre los procedimientos para conseguir sintonizar la longitud de onda de emisión de nanoestructuras de InAs en InP.^{63,80} Sin embargo, para fabricar una guía de ondas apropiada es necesario crecer un compuesto con índice de refracción entre el correspondiente a las nanoestructuras de InAs y el de las capas inyectoras. V.M. Ustinov et al. crecieron láseres en (001)InP usando puntos cuánticos de InAs en una guía de GaInAs entre una capa de inyección dopada tipo n de InP y otra tipo p de InAlAs los cuales emitían a $1.9 \mu\text{m}$ a 77K ⁸¹. Pero a temperatura ambiente, con una guía de GaInAs es difícil obtener longitudes de onda más cortas de $1.75 \mu\text{m}$, debido al limitado confinamiento electrónico que este material confiere al InAs. Una posibilidad es usar compuestos cuaternarios, como pueden ser el AlGaInAs ó el InGaAsP. Puntos cuánticos alargados en la dirección [1-10] llamados en inglés “Quantum-dash” se han usado como zona activa en láseres con guías de onda de AlGaInAs y capas dopadas de AlInAs

crecidas sobre (001)InP, mostrando emisión estimulada a temperatura ambiente a una longitud de onda de $\sim 1.6 \mu\text{m}$.^{64,82} Estas estructuras muestran un buen potencial de confinamiento para las nanoestructuras de InAs debido al alineamiento en la banda de conducción entre el InAs y el $(\text{Al}_{x_1}\text{Ga}_{1-x_1})_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$. Pero la fabricación de estas estructuras láser es complicada porque es necesario controlar muy bien la composición del cuaternario durante el crecimiento, es decir, hay que calibrar muy bien las velocidades de crecimiento de cada uno de los materiales y a su vez asegurar su estabilidad en el tiempo. Y además, hay que dopar las capas inyectoras, bien de $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ o bien de $(\text{Al}_{x_2}\text{Ga}_{1-x_2})_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ (con $x_2 > x_1$) con la dificultad que eso conlleva cuando la composición de Al es ya elevada, como es en estos casos. Cuando el material usado como barrera es InGaAsP, el alineamiento de las bandas de conducción con el InAs es menos abrupto que en el caso AlGaInAs/InAs, pero tiene la ventaja de que se puede usar InP como capa dopada inyectora debido al cambio de índice de refracción entre el InP y el InGaAsP. S.H. Pyun y colaboradores consiguieron emisión láser hasta una temperatura de 260K usando cinco capas apiladas de puntos cuánticos de InGaAs con barreras de InGaAsP,⁶⁶ y recientemente Moreau y colaboradores han publicado, el crecimiento y la caracterización de láseres con 6, 9, y 12 capas apiladas de quantum-dash de InAs/InP en un pozo cuántico de InGaAs con guías de onda SCH de InGaAsP con una emisión láser en torno a $1.5 \mu\text{m}$ a temperatura ambiente⁸³ (estas estructuras se han llamado “DWELL”, del inglés “quantum-dash-in-a-well”).

El crecimiento de GaInAsP de alta calidad cristalina, y hetero-estructuras GaInAsP/GaInAs por MBE es un reto complicado por muchas razones. Primero, debido a la competición entre el As y el P en incorporarse al frente de crecimiento, es difícil obtener por un lado cuaternarios con una composición ajustada a la requerida, y por otro obtener inter-caras bien definidas. Se requiere un control adecuado sobre el flujo de las células de arsénico y fósforo y además optimizar la temperatura del sustrato. En segundo lugar, las aleaciones no son uniformes en composición debido a la existencia de gaps de miscibilidad a la temperatura de crecimiento.^{84,85} Los efectos debido a la modulación en la composición dan como resultado un perfil de tensión y morfologías superficiales no uniformes. Si además las estructuras a crecer tienen al menos dos aleaciones cuaternarias diferentes, que aseguren el salto de índices de refracción, el control sobre la composición resulta más complicado aún, y suele ser necesario disponer varias células de efusión de elementos del grupo III, o cambiar la temperatura de la célula durante el crecimiento.⁸⁶

Las SPSL, que consisten en periodos formados por unas pocas mono-capas de compuestos binarios o ternarios, son una buena solución para crecer estas aleaciones de cuaternarios por MBE. ALMBE es la técnica de crecimiento óptima para crecer SPSL de alta calidad conteniendo fósforo y arsénico.⁸⁷ Se minimiza la competición entre los elementos del grupo V, ya que con esta técnica se puede alternar ambos flujos, evitando el crecimiento simultáneo de P y As. Eligiendo un intervalo de temperatura (400°C - 500°C), se asegura una incorporación de fósforo en una capa atómica del elemento del grupo III a una presión equivalente (BEP) razonable de P_2 ($< 10^{-6}$ mbar). La estequiometría adecuada de elemento del grupo III es cuantificada mediante medidas in situ de RDA (Reflectance Difference Anisotropy). Por lo tanto, este método de crecimiento ofrece la ventaja adicional de reducir la cantidad de fósforo necesaria en el crecimiento y de difícil bombeo, evitando la saturación del sistema con fósforo.⁸⁸ Mediante ALMBE se han crecido aleaciones pseudo-cuaternarias GaInAsP ajustadas en parámetro de red al InP usando SPSL de $(\text{InP})_n/(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_m$ con muy buenas propiedades ópticas y morfológicas. Cualquier aleación equivalente con gap entre el $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ($1.76\mu\text{m}$) y el InP ($0.92\mu\text{m}$) se puede crecer eligiendo el espesor de las capas apropiadamente (n/m). Además, el uso de SPSL en dispositivos láser aumenta la altura efectiva de la barrera, disminuyendo el escape térmico de portadores e incrementa el valor de T_0 .⁸⁹

A pesar de las ventajas claras del uso de SPSL, si contiene aleaciones III-V, como es el caso del GaInAs en las superredes GaInAs/InP, éstas pueden tener modulación de composición, produciendo rugosidad superficial que influirá en la forma y el tamaño de los hilos cuánticos que se crecerán sobre ella. Estos efectos son realizados con la tensión, la temperatura del sustrato o si el cociente de flujos III/V es alto. Cabe preguntarse que parámetros son determinantes y cuales de ellos permiten un control superficial. Durante el crecimiento de la SPSL, donde m monocapas de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ se alternan con n monocapas de InP, la calidad superficial depende fuertemente de las condiciones de crecimiento y de los espesores de las capas de GaInAs e InP. Por otro lado, el

tamaño de las capas debe ser tal que asegure que formamos una superred con buenas propiedades electrónicas y no se queden portadores atrapados en potenciales locales.⁹⁰ El espesor de las capas de InP y de InGaAs debe de ser menor de 25-35 Å según un modelo teórico de cuatro bandas.⁹¹ Por otro lado las nano-estructuras de InAs/InP suelen mostrarse muy sensibles a la química en la superficie como pueden ser las reacciones de intercambio As-P.^{73,92} explicadas ya anteriormente. Estos procesos se dan tanto en la formación de las nano-estructuras de InAs como en el recubrimiento de las mismas.

Considerando todos estos efectos descritos la optimización de las guías de onda formadas por SPSL (InP)_n/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)_m para su uso en InAs hilos cuánticos láseres con capas inyectoras de InP es complejo y abordar los problemas de crecimiento es algo que se está estudiando actualmente en diversos grupos de investigación a nivel mundial. Se ha investigado la influencia de los parámetros de crecimiento para obtener (InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ SPSL de alta calidad y se han estudiado sus propiedades ópticas y estructurales. Además a continuación se describen resultados relacionados con el crecimiento de hilos cuánticos en SPSL, si bien, primero, nos detendremos en la descripción de las estructuras realizadas

4.2.2 Descripción de las estructuras.

Todas las muestras han sido crecidas por MBE y ALMBE en sustratos (001)InP. En todas las estructuras se ha crecido una capa base de 200 nm de espesor de InP. La velocidad de crecimiento media de la SPSL de (InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ es de 0.74 monocapas por segundo (Mc/s), y de 0.1 Mc/s, en modo de pulso dinámico, para la nanoestructuras de InAs (se pulsa la célula de indio en la secuencia: 1s ON- 2s OFF),. La cantidad de InAs θ (InAs) para crecer los hilos cuánticos, o espesor crítico nominal, es de 2-2.7 ML. La temperatura de sustrato durante el crecimiento de las superredes es de 445°C. Las nanoestructuras de InAs se han formado a una temperatura de sustrato de 515°C. Se han crecido y caracterizado tres series de muestras.

La serie A, consiste en tres muestras con SPSL (InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ que se han terminado en cinco, siete y nueve capas de InP (muestras A1, A2, y A3 respectivamente), creciéndose sobre esta última capa de InP una capa de hilos cuánticos. La serie B consiste en SPSL (InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ crecidas con diferentes valores de presión equivalente (Beam Equivalent Pressure (BEP)) de As₄ y P₂. Y la serie C son estructuras formadas por InAs hilos cuánticos confinados en SPSL (InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ donde se han cambiado las condiciones de crecimiento de la capa que tapa los hilos cuánticos y de la SPSL. Los parámetros de crecimiento más relevantes de estas series de muestras se resumen en la **Tabla I** y en la **Figura 4.5**.

Tabla I. Parámetros de crecimiento de las muestras: Presión equivalente de haz (BEP) de As₄ y P₂ expresada en mbar, temperatura del sustrato durante el crecimiento de las superredes de periodo corto (SPSL) (InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ y los hilos cuánticos (QWR) respectivamente y la cantidad de InAs depositada (θ) expresada en monocapas (MC).

Muestra	Estructura	BEP (mbar)	Temperatura del sustrato (°C)	θ InAs (MC)
A1	SPSL+5MC InP + QWR	P ₂ :1.3x10 ⁻⁶ As ₄ :1.75x10 ⁻⁶	SPSL:445 QWR:515	2
A2	SPSL+7MC InP + QWR	P ₂ :1.7x10 ⁻⁶ As ₄ :1.6x10 ⁻⁶	SPSL:445 QWR:515	2.6
A3	SPSL+9MC InP + QWR	P ₂ :1.7x10 ⁻⁶ As ₄ :1.6x10 ⁻⁶	SPSL:445 QWR:515	2.6
B1	SPSL	P ₂ :1.5x10 ⁻⁶ As ₄ :1.5x10 ⁻⁶	450	-
B2	SPSL	P ₂ :1.5x10 ⁻⁶ As ₄ :2.1x10 ⁻⁶	450	-
B3	SPSL	P ₂ :3.7x10 ⁻⁶ As ₄ :2.1x10 ⁻⁶	450	-

C1	SPSL + 9MC InP + QWR + 9MC InP + SPSL	$P_2:1.5 \times 10^{-6}$ $As_4:1.7 \times 10^{-6}$	SPSL:450 Capa de InP de recubrimiento: MBE 515	2.7
C2	SPSL + 9MC InP + QWR + 9MC InP + SPSL	$P_2:1.5 \times 10^{-6}$ $As_4:1.5 \times 10^{-6}$	SPSL:400 Capa de InP de recubrimiento: ALMBE 445	2.7
C3	SPSL + 9MC InP + QWR + 9MC InP + SPSL	$P_2:3.6 \times 10^{-6}$ $As_4:2.2 \times 10^{-6}$	SPSL:450 Capa de InP de recubrimiento: ALMBE 445	2.7

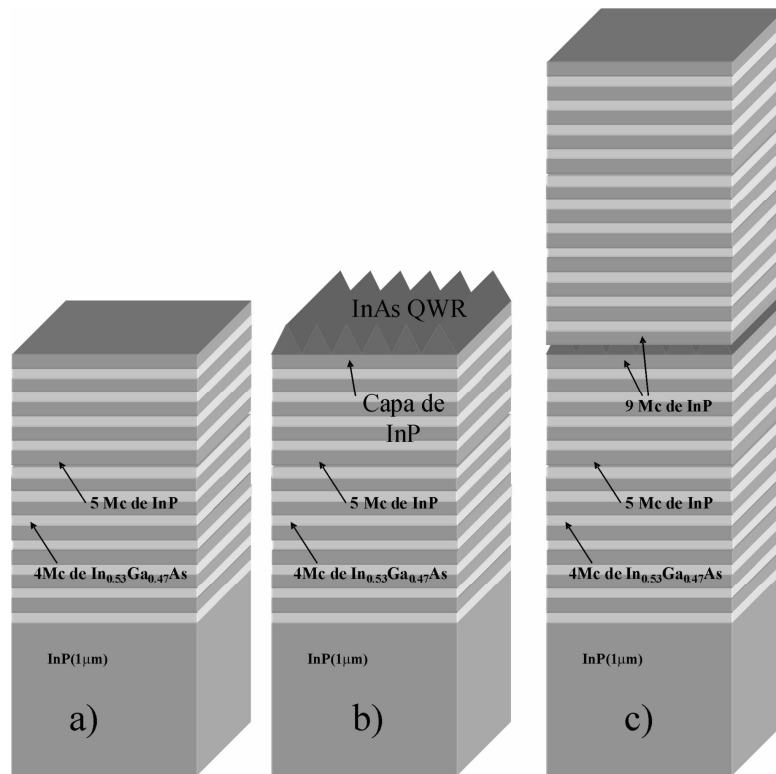


Figura 4.5 Esquemas de las tres series de muestras crecidas para la optimización de la zona activa de los láseres. A) Superred de periodo corto (InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ (SPSL) (serie A). B) Hilos cuánticos (QWR) crecidos sobre una SPSL acabada en 5, 7, y 9 nonocapas (Mc) de InP respectivamente (serie B). C) Hilos cuánticos confinados por SPSL con 9 Mc de InP justo antes y después de los hilos cuánticos.

4.2.3 Caracterización.

Para estudiar la calidad de la superficie de las muestras de la serie A (hilos cuánticos) y serie B (SPSL), se ha usado la microscopía de fuerzas atómicas en modo contacto (AFM), se han caracterizado óptimamente mediante medidas de PL las muestras de hilos cuánticos confinados por guías de onda (serie C). Para ello, las muestras han sido excitadas con un láser de diodo de longitud de onda de 808 nm y la luz emitida ha sido resuelta espectralmente con un monocromador de focal de 0.22 m y un fotodiodo de InGaAs extendido.

4.2.3.1 Serie A

La **Figura 4.6** muestra tres imágenes de AFM de la superficie de las muestras de la serie A. Los hilos cuánticos crecidos en la SPSL se alinean a lo largo de la dirección cristalina [1-10] igual a cuando son crecidos en InP, pero la forma y el tamaño depende del número de MCs de InP crecidas justo debajo. Se ha observado que el tamaño de los hilos cuánticos decrece cuando se aumenta el espesor de la capa de InP. Las matrices de hilos cuánticos muestran, en promedio, periodos de 23, 21, y 18 nm para hilos cuánticos crecidos en SPSL acabadas con 5, 7 y 9 MCs de InP respectivamente. Además se observa que los hilos cuánticos se vuelven más regulares en la forma cuando se incrementa el espesor de esta última capa de InP de la SPSL. Para 5 y 7 MCs de InP se puede observar un número grande de islas 3D coexistiendo con los hilos cuánticos. Este número decrece si los hilos cuánticos son crecidos en una SPSL acabada en 9 MCs de InP.

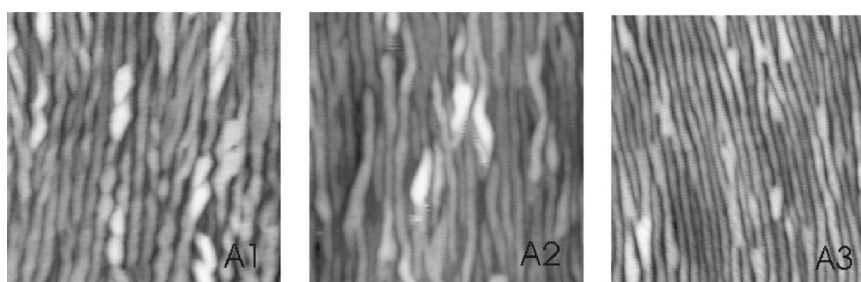


Figura 4.6 Imágenes de AFM de 500 nm x 500 nm de hilos cuánticos crecidos en la superficie de SPSL $(\text{InP})_5/(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4$, terminadas en cinco (A1), siete (A2) y nueve (A3) capas de InP respectivamente. Los hilos cuánticos están alineados a lo largo de la dirección cristalina [1-10].

El incremento de la uniformidad de los hilos cuánticos, así como la reducción del número de nanoestructuras del tipo punto cuántico, cuando los hilos cuánticos son crecidos encima de 9 MCs de InP, puede ser debido a una mejora en la morfología superficial. Durante el crecimiento de la SPSL, es posible que la tensión local induzca separación de fase y un posible orden lateral en las capas de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ resultando cierta rugosidad en las intercaras $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$. Esta rugosidad correlacionada con un cierto perfil de tensión es suavizada mediante la deposición de las siguientes capas de InP, pero puede ser propagada de una inter-cara a la siguiente si la capa de InP no es suficientemente gruesa. La capa de InP depositada justo antes de crecer los hilos cuánticos favorece la recuperación de una superficie plana pero debe de ser suficientemente delgada para no convertirse en una barrera de potencial para los portadores.

No obstante, se han estudiados otros procedimientos para obtener estas superficies planas sin tener que aumentar el número de capas de InP. En este caso hemos tratado de evitar los efectos de modulación de las aleaciones III-V eligiendo adecuadamente la presión del elemento del grupo V (serie de muestras B).

4.2.3.2 Serie B

En la serie B, se han crecido tres SPSL $(\text{InP})_5/(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4$ usando diferentes valores de presión equivalente de haz (BEP) de As_4 y P_2 respectivamente, a una temperatura fija de sustrato ($T_s=445^\circ\text{C}$). La velocidad de crecimiento del InP ($\text{rg}(\text{InP})=0.53\text{ Mc/s}$), del GaInAs ($\text{rg}(\text{GaInAs})=1\text{ Mc/s}$) y el espesor total de las estructuras (170nm), es la misma en las tres muestras. La **Figura 4.7** muestra las imágenes de AFM de la superficie de estas SPSL. Como puede verse en las imágenes cuando la BEP de As_4 es alta ($2.35 \times 10^{-6}\text{ mbar}$ en las muestras B2 y B3), la rugosidad es menor que para bajas presiones de As_4 ($1.5 \times 10^{-6}\text{ mbar}$ en la muestra B1). De hecho, es sabido que la movilidad de los elementos del grupo III es mayor cuando la presión de elemento V es deficiente en la superficie.⁹³ En estas condiciones, los átomos del grupo III migran a través de la superficie y se incorporan finalmente a sitios preferenciales donde el potencial químico presenta un mínimo, favoreciendo la nucleación en forma de islas tridimensionales y la rugosidad. Sin embargo no existen diferencias significativas en la morfología superficial de la SPSL cuando la presión de P_2 es

incrementada por que la rugosidad de la SPSL está determinada principalmente por las características morfológicas de las capas de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ajustadas en parámetro de red al InP (ver **Figura 4.7**, muestras B2 y B3).

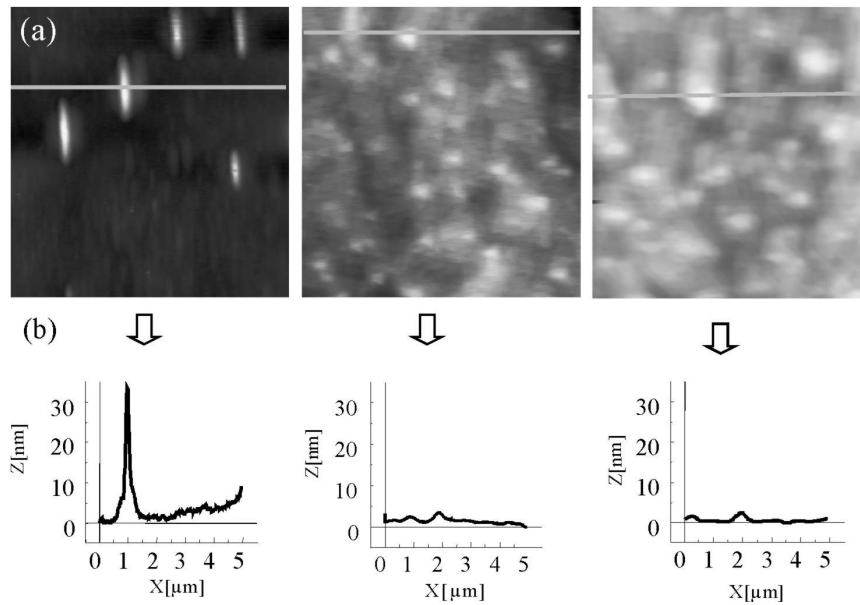


Figura 4.7 (a) Imágenes de AFM de 4 μm x 4 μm de la superficie de 3 SPSL (InP)₅/(GaInAs)₄ crecidas con: B1) BEP (P_2) = $1.5 \cdot 10^{-6}$ mbar y BEP (As_4) = $1.5 \cdot 10^{-6}$ mbar, B2) BEP P_2 = $1.5 \cdot 10^{-6}$ mbar and BEP (As_4) = $2.35 \cdot 10^{-6}$ mbar and B3) BEP (P_2)= $3.6 \cdot 10^{-6}$ mbar and BEP (As_4)= $2.35 \cdot 10^{-6}$ mbar. (b) perfiles de AFM de las tres muestras respectivamente.

4.2.3.3 Serie C

La serie C consiste en estructuras guías de ondas formadas por SPSL (InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ que contienen hilos cuánticos en el medio. Los hilos cuánticos son crecidos sobre una superred terminada en 9 MCs de InP para asegurar una superficie plana y sin tensiones y son cubiertos por superred pero empezando con 9 MCs de InP. El proceso de intercambio As/P durante el recubrimiento de los hilos cuánticos determina la altura final de las nanoestructuras y por tanto su energía de emisión. Este proceso depende fuertemente de la temperatura del sustrato y de la presión de fósforo. En la muestra C1, la capa de InP que cubre los hilos cuánticos se crece por MBE a una temperatura de sustrato alta ($T_s = 515^\circ\text{C}$), en la muestra C2 la capa de InP que recubre a los hilos cuánticos se crece por ALMBE a baja temperatura de sustrato ($T_s = 450^\circ\text{C}$). En ambos casos la presión de P_2 y As_4 es de $1.5 \cdot 10^{-6}$ mbar. Sin embargo la capa de InP que recubre a los hilos cuánticos en la muestra C3 se crece por ALMBE a una temperatura de sustrato baja pero con alta presión de P_2 y As_4 ($3.7 \cdot 10^{-6}$ y $2.2 \cdot 10^{-6}$ mbar respectivamente). Notar que las condiciones de crecimiento de la muestra C3 son las mismas a las usadas en la muestra B3, donde se obtuvo una SPSL con un superficie plana. En la **Figura 4.8** se muestran las medidas de PL de estas muestras a temperatura ambiente. El pico de PL a $1.22 \mu\text{m}$ corresponde con la emisión de la SPSL. Los picos anchos a longitudes de onda larga ($1.6 - 1.8 \mu\text{m}$) están asociados con la emisión de los hilos cuánticos. Cuando el recubrimiento de los hilos cuánticos se realiza a alta temperatura de sustrato ($T_s = 515^\circ\text{C}$), el intercambio entre el As y P se favorece induciéndose una reducción en el tamaño final de los hilos cuánticos y por tanto un desplazamiento del pico de PL a longitudes de onda más cortas ($1.62 \mu\text{m}$).

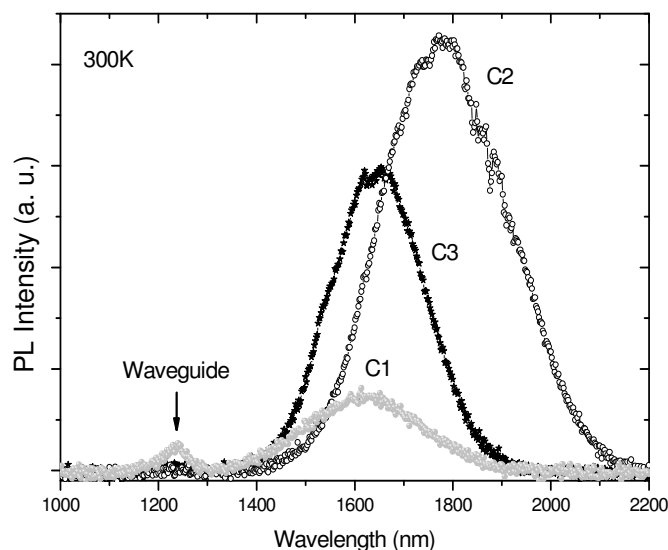


Figura 4.8 Fotoluminiscencia a 300K de la serie de muestras C: C1 con la capa que tapa a los hilos cuánticos crecida a 515°C (alta T) por MBE, C2 con la capa que tapa a los hilos cuánticos crecida a 450°C (baja T) por ALMBE y C3 con la capa que tapa a los hilos cuánticos crecida a 450°C (baja T) por ALMBE con alta presión de P y As (ver detalles en la Tabla I).

A temperatura ambiente el escape térmico es más importante en nanoestructuras más pequeñas, debido a que sus niveles electrónicos están menos confinados. Este es el caso de la muestra C1, donde la intensidad de PL es más baja y el escape de los portadores se manifiesta con un pico de emisión en 1.22 μm correspondiente a recombinaciones radiativas en la guía de ondas. Cuando los hilos cuánticos se recubren a baja temperatura ($T_s = 450^\circ\text{C}$), como es el caso de la muestra C2, los hilos son de mayor tamaño porque el intercambio As/P es menor, y la emisión de los hilos se mueve a longitudes de onda más larga (1.8 μm). A la emisión en estas longitudes de onda más larga contribuyen las recombinaciones desde las islas 3D (ver los puntos más brillantes en la figura 1, A1 and A2). En la muestra C3, crecida con las presiones de As y de P altas, que favorecen una superficie de la superred plana, los hilos cuánticos formados son más uniformes, resultando una emisión más estrecha (FWHM C3=105 meV, C1=112 meV, C2=120 meV). El pico de PL de la muestra C3 está centrado en 1.65 μm .

Finalmente, en la **Figura 4.9** se muestran las medidas de PL resuelta en polarización para las direcciones cristalinas [1-10] y [110] de la muestra C3 a 13K. La emisión de PL de los hilos cuánticos está formada por seis picos que corresponden a familias de hilos cuánticos que difieren una de su contigua en una nono-capa en altura.⁹⁴ Esta forma del espectro de PL se ha observado en muestras de hilos cuánticos de InAs de alta calidad crecidos en InP volumen.⁷⁴ Este resultado sugiere, que la rugosidad superficial se ha reducido de tal modo, que no afecta a la distribución de los hilos cuánticos en su superficie, y al recubrirlos por la SPSL mantienen su uniformidad. El grado de polarización $[\text{IPL}_{[1-10]}^- - \text{IPL}_{[110]}] / [\text{IPL}_{[1-10]}^+ + \text{IPL}_{[110]}]$ es del 23 %, que es similar al publicado anteriormente para el caso de hilos cuánticos crecidos en InP. Este resultado revela que hilos cuánticos crecidos sobre SPSL con una superficie morfológicamente optimizada se comportan de igual modo a los crecidos en InP volumen.⁹⁵

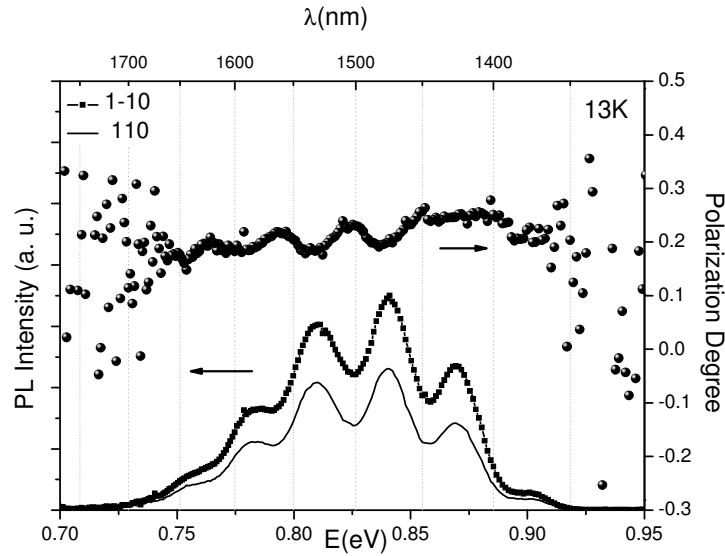


Figura 4.9 PL resuelta en polarización de la emisión de los hilos cuánticos de la muestra C3 a lo largo de las direcciones cristalinas [1-10] y [110] a 13K (abajo). El grado de polarización: $(I_{PL(1-10)} - I_{PL(110)}) / [I_{PL(1-10)} + I_{PL(110)}]$ es 23% (arriba)

Para conseguir que el pico de emisión de PL de los hilos cuánticos esté centrado en 1.55 μm se debe disminuir la cantidad de InAs empleada en la formación de los hilos cuánticos. Se han crecido dos muestras de hilos cuánticos confinados por SPSL de $(\text{InP})_5/(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4$ en las que se ha empleado una cantidad nominal de InAs inferior a las anteriores, de 1.8 y 1.4 Mc respectivamente, para la formación de los mismos. En la **Figura 4.10** se puede ver la PL a temperatura ambiente de dichas muestras centrada en 1.55 μm . Hay que notar, que no hay un corrimiento notable de la longitud de emisión de PL entre la muestra de 1.8Mc y la de 1.4Mc, solo se aprecia una familia más de hilos cuánticos a alta energía en el caso de la muestra con cantidad nominal de InAs mayor.

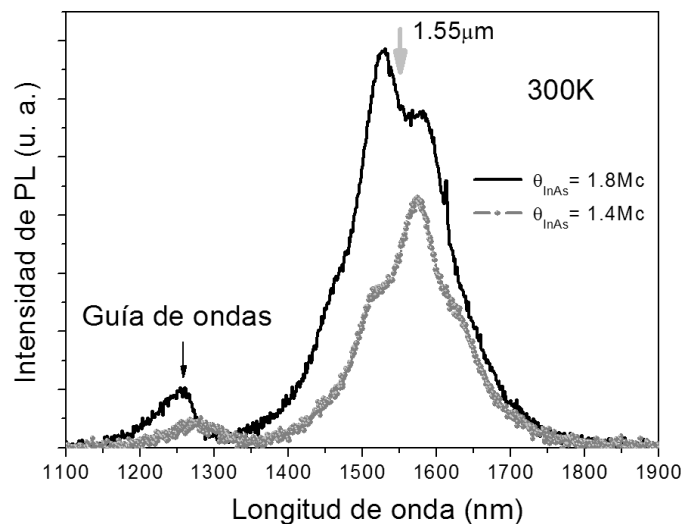


Figura 4.10 Espectros de PL de dos muestras de hilos cuánticos confinados con SPSL. El espesor nominal crítico de InAs para la formación de hilos cuánticos es de 1,8 y 1,4 Mc respectivamente.

4.2.4 Conclusiones del estudio en SPSL.

Las principales conclusiones del estudio y crecimiento de SPSL se pueden resumir en los siguientes puntos:

1. Podemos utilizar el sistema de nanoestructuras de InAs en sustratos de InP en estructuras láser tipo guía de ondas SCH, con superredes de periodo corto GaInAs/InP, ya que se puede ajustar su longitud de onda desde 1.5 μm a 1.8 μm .
2. La forma y calidad de los hilos cuánticos depende fuertemente con la calidad superficial de la SPSL. Se requiere una superficie plana y sin tensiones para conseguir una buena morfología de los hilos cuánticos. La presión de As tiene una influencia determinante en el crecimiento de la SPSL. Los parámetros óptimos para el crecimiento de la SPSL son: 450°C para la temperatura del sustrato (ALMBE), una BEP=3.7x10⁻⁶ mbar de P₂ y una BEP=2.35x10⁻⁶ mbar de As₄.
3. Es posible sintonizar la longitud de onda de emisión de los hilos cuánticos ajustando la temperatura del sustrato y la presión de P₂ durante el crecimiento de la capa que entierra los hilos cuánticos además de la cantidad de InAs empleada en su formación.
4. Las medidas de PL resueltas en polarización de nuestras guías con hilos cuánticos en su núcleo muestran características similares a las realizadas en muestras de hilos cuánticos de alta calidad crecidos sobre InP en volumen.
5. La emisión en 1.5 μm , que determina el uso de hilos cuánticos como zona activa en dispositivos láser de telecomunicaciones, se consigue creciendo las nanoestructuras más pequeñas depositando menos de 2 MCs de InAs.

4.3 Estructura láser

En esta sección se presentan los resultados del crecimiento por ALMBE de diodos láser con zona activa formada por una y tres capas apiladas de hilos cuánticos de InAs y con guía de ondas sin aluminio, en sustratos de (001) InP. El tipo de estructuras láser sobre el que se ha trabajado se conoce como “heteroestructura de confinamiento separado (SCH)” y en nuestro caso consiste en capas de InP dopadas tipo p y n respectivamente que rodean a una guía de ondas formada por superredes de periodo corto (SPSL) de $(\text{InP})_5/(\text{GaInAs})_4$ ajustadas en parámetro de red al sustrato de InP (001). La zona activa de estos láseres está formada por hilos cuánticos de InAs o capas apiladas de InAs con espaciadores de SPSL y confinados por la misma SPSL (ver **Figura 4.11**). En el apartado anterior se han determinado las condiciones adecuadas de crecimiento (temperatura de sustrato y presiones de As y P) para obtener guías de onda con una superficie plana sobre las que se obtiene una distribución de hilos cuánticos uniforme. Estas condiciones se han utilizado en el crecimiento de las estructuras láser. En esta sección se van a mostrar los resultados más relevantes de la caracterización de los estructuras láser seguido de la caracterización de los dispositivos láser una vez fabricados los diodos.

4.3.1 Introducción

En las dos últimas décadas ha habido un gran y creciente interés en emplear nanoestructuras de semiconductor auto-ensambladas en dispositivos opto-electrónicos como láseres, foto-detectores y



Figura 4.11 Dibujo esquemático de la estructura láser.

amplificadores y así explotar las propiedades únicas que presentan estas nanoestructuras comparadas con los convencionales pozos cuánticos. Como ejemplo, durante los últimos años los láseres de punto cuántico (QD) han mejorado sus características como son las densidades de corriente cada vez mas bajas y la reducción en la sensibilidad de la corriente umbral a la temperatura.^{96,97,98} Desde los últimos años algunos grupos de investigación están trabajando en dispositivos basados en nanoestructuras crecidas en heteroestructuras sobre sustratos de InP. Se han publicado trabajos muy actuales en láseres con “Quantum-Dashes” en la zona activa y con guías de onda de AlGaInAs y capas dopadas tipo p y n de AlInAs en sustratos de (001)InP muestran emisión a temperatura ambiente a una longitud de onda de $\sim 1.6 \mu\text{m}$ con una densidad de corriente umbral (J_{th}) de 410-500 A/cm.^{64,82} No obstante las aleaciones de ternarios y cuaternarios que contienen aluminio en estructuras láser, suelen tener propiedades no demasiado buenas en cuanto al envejecimiento. C. Paranthoen et al. han obtenido resultados muy relevantes con dispositivos láser que emiten a $1.52 \mu\text{m}$ usando densidades muy altas de puntos cuánticos formados por epitaxia de haces moleculares a partir de fuentes gaseosas (del inglés, Gas Source MBE o GSMBE) en sustratos (311)B de InP.⁹⁹ Como contrapartida, el uso de sustratos con esta orientación presenta barreras tecnológicas para la implementación en la industria como puede ser el corte para la formación de las cavidades de los dispositivos y los procesos de ataque que no son los estándares. Por tanto, quedan abiertos al estudio aspectos que se pueden y se deben mejorar en este tipo de dispositivos, para que puedan ser utilizados en sus diferentes aplicaciones, como son las telecomunicaciones, como sensores, etc. Nosotros hemos propuesto estructuras láser sin aluminio con zona activa de InAs hilos cuánticos en sustratos de (001) InP.¹⁰⁰ Estas estructuras no contienen aluminio con lo que a priori se espera que sean estables frente a los procesos de oxidación. Además estas estructuras permiten el uso de capas inyectoras dopadas de InP y se crecen sobre

sustratos de InP (001) compatibles con la integración de circuitos en optoelectrónica. Seguidamente se presentan los resultados obtenidos en el crecimiento por ALMBE de estructuras

láser sin aluminio con zona activa de InAs hilos cuánticos en sustratos de (001) InP, procesamiento de los dispositivos y caracterización.

4.3.2 Descripción de las estructuras láser y Condiciones de crecimiento.

La epitaxia láser consiste en una hetero-estructura de confinamiento separado (SCH) formada por una guía de onda de superred de periodo corto $(\text{InP})_5/(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4$ ajustada en parámetro de red al sustrato de (001)InP. Como se ha demostrado en trabajos anteriores, el crecimiento por ALMBE de la SPSL y las capas de InP dopadas proporciona varias ventajas. Mediante ALMBE se consiguen inter-caras bien definidas, reducción de la segregación de los perfiles de dopado, mejora de las características eléctricas y aumento de la temperatura característica T_0 .^{87,89} Como se describe en la sección anterior, las condiciones óptimas de crecimiento para obtener una SPSL de buena calidad son: BEP de $P_2=3.6 \cdot 10^{-6}$ mbar y $\text{As}_4=2.35 \cdot 10^{-6}$ mbar y temperatura de sustrato de $T_s = 405^\circ\text{C}$. Bajo estas condiciones se obtiene una SPSL con un RMS (del inglés, “Root Mean Square”) de la rugosidad de solo 0.4 nm en un área de $5 \times 5 \mu\text{m}$ cuadradas. La **Figura 4.12 (a)** muestra una imagen de AFM de una muestra formada por una capa de hilos cuánticos crecida sobre una SPSL optimizada. La altura en promedio de los hilos es de 1.2 nm y el periodo de 18nm (**Figura 4.12 (b)**). Estos resultados demuestran que se han obtenido hilos cuánticos similares a aquellos crecidos en InP.^{63,73}

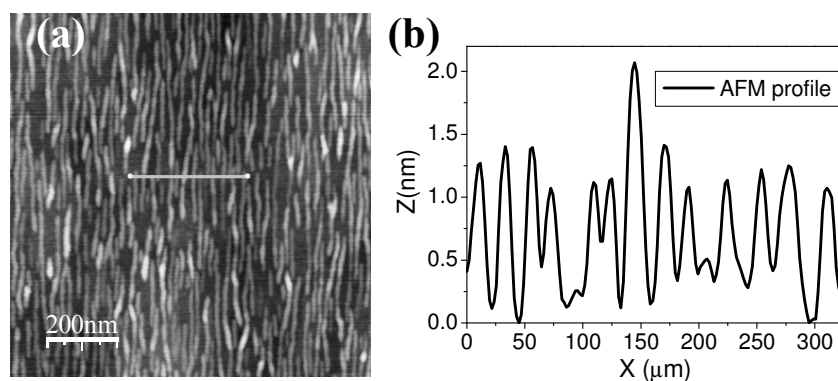


Figura 4.12 (a) Imagen de microscopio de fuerzas atómicas (AFM) de 1 μm^2 de tamaño y (b) perfil de AFM de hilos cuánticos (QWR) sin tapar crecidos en una superred de periodo corto. Los QWR están alineados a lo largo de la dirección cristalina [1-10] y tienen una altura de 1.2nm un periodo de 18nm.

Las estructuras láser se han crecido en sustratos (001)InP tipo n dopado con azufre. La guía de ondas es de un espesor de 320 nm formada por SPSL $(\text{InP})_5/(\text{Ga}_{0.45}\text{In}_{0.55}\text{As})_4$ y la región activa consiste en una o tres capas apiladas de hilos cuánticos respectivamente. Las capas dopadas tipo n y tipo p, están formadas por InP (1 μm de espesor) con Si ($n=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) y con Be ($p=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Para proporcionar un buen contacto eléctrico sobre el InP dopado con Be (tipo p) se crece una capa de 50 nm de espesor de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As:Be}$ ($p=1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) que reduce la resistencia de contacto. Ambas capas de InP dopadas son crecidas por ALMBE a una temperatura de 350°C . Para la guía de ondas se usan las condiciones de crecimiento optimizadas descritas anteriormente. Los hilos cuánticos, situados en el centro de la guía de ondas, se crecen y recubren con la capa de InP del periodo de la SPSL. Para formar los hilos cuánticos, se depositan 2.3 monocapas (MC) de InAs a 405°C y seguidamente se calienta a 515°C bajo un flujo de As_4 hasta que se observa la transición de 2D a 3D asociada con la formación de los hilos cuánticos en el diagrama de difracción de la pantalla del RHEED. Para la epitaxia con tres capas de hilos cuánticos apiladas, el espaciador de 20 nm de espesor, está formado por la misma superred que forma la guía. En la **Figura 4.13** se representa el diagrama de bandas correspondiente a la estructura láser que se ha descrito. Se ha simulado un pozo de InAs de 2nm de anchura y se han calculado los niveles electrónicos para electrones y huecos mediante un programa de cálculo por diferencias finitas que resuelve las ecuaciones de Schrödinger y de Poisson de manera auto-consistente en una dimensión.¹⁰¹

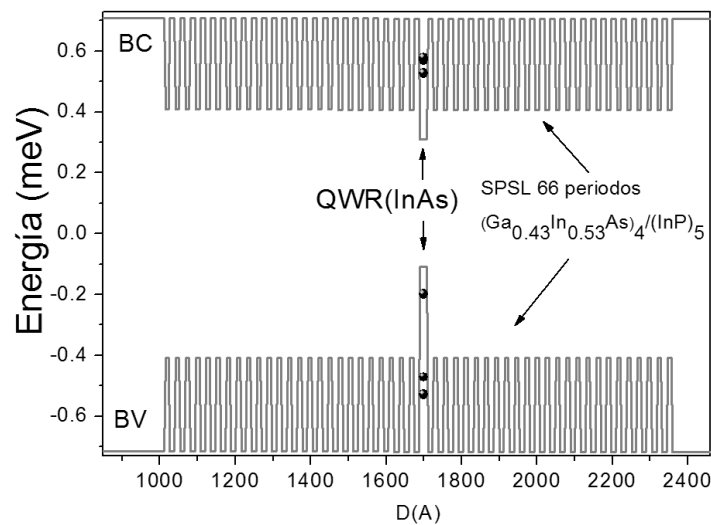


Figura 4.13 Cálculo en una dimensión de las bandas energéticas de Conducción (BC) y de Valencia (BV) de la estructura láser. Para el caso de los hilos cuánticos (QWR) se ha simulado un pozo de InAs de 2nm de anchura. Los puntos negros corresponden a los niveles energéticos para electrones y huecos respectivamente, de un pozo de InAs sin tener en cuenta la tensión.

4.3.3 Caracterización de las epitaxias

Una vez crecidas las estructuras láser se procede a caracterizar sus propiedades ópticas y estructurales. Mediante la técnica de fotoluminiscencia se obtiene información acerca de la calidad óptica de las epitaxias mientras que en la caracterización morfológica y estructural se ha empleado la técnica de difracción de RX y la microscopía de transmisión de electrones (TEM).

4.3.3.1 Fotoluminiscencia (PL).

Como se describió anteriormente, una de las técnicas ampliamente aplicada a la caracterización de los materiales semiconductores, es la de fotoluminiscencia (PL). Consiste en el análisis de la radiación óptica emitida por un material cuando se le excita a un estado de no equilibrio mediante un haz de luz. Se puede obtener información acerca de los procesos de recombinación que tienen lugar, del régimen de transporte y de la calidad del material. En la **Figura 4.14** y en la **Figura 4.15** se muestra la medida en función de la temperatura de la PL del láser de una capa simple de hilos cuánticos y de tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa, para una potencia de excitación de 12 KW/cm². Desde 12K a 77K, se observa un pico a energías en torno a 1.05 eV correspondiente a recombinaciones radiativas en la SPSL. Por otro lado, la banda de emisión de PL que se observa en el intervalo de energías de 0.65 eV a 0.85 eV para el rango de temperaturas de 12K a 300K, corresponde a la emisión de niveles energéticos asociados a los hilos cuánticos. Al aumentar la temperatura, esta banda de emisión se desplaza hacia energías más bajas y disminuye en intensidad. Esto se debe principalmente al incremento de la influencia de los procesos no radiativos con la temperatura y al escape térmico de portadores de los hilos cuánticos hacia las barreras. Algunos de los parámetros obtenidos de esta medida de fotoluminiscencia se representan en las siguientes figuras para explicar los procesos que ocurren con más claridad.

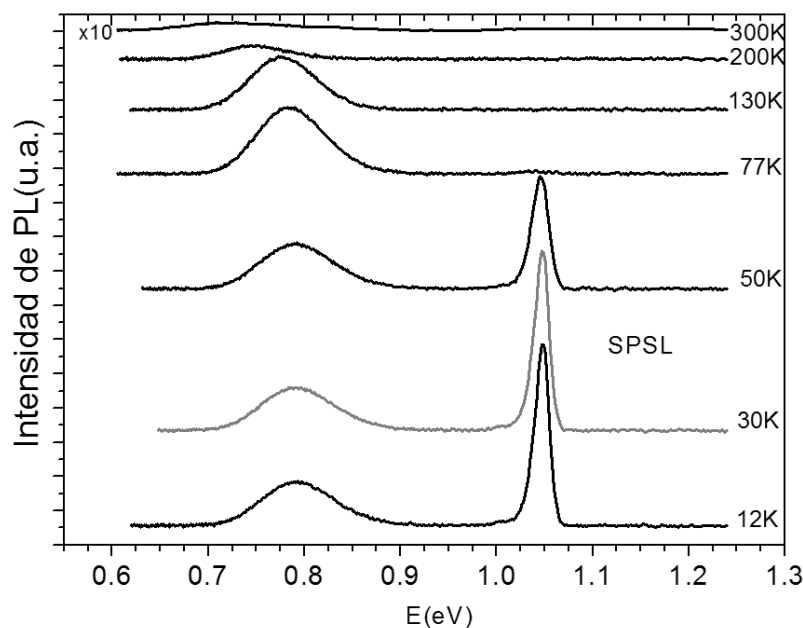


Figura 4.14 Medida de fotoluminiscencia (PL) de la estructura láser de una capa simple de hilos cuánticos para temperaturas de 12K, 30K, 50K, 77K, 130K, 200K y 300K.

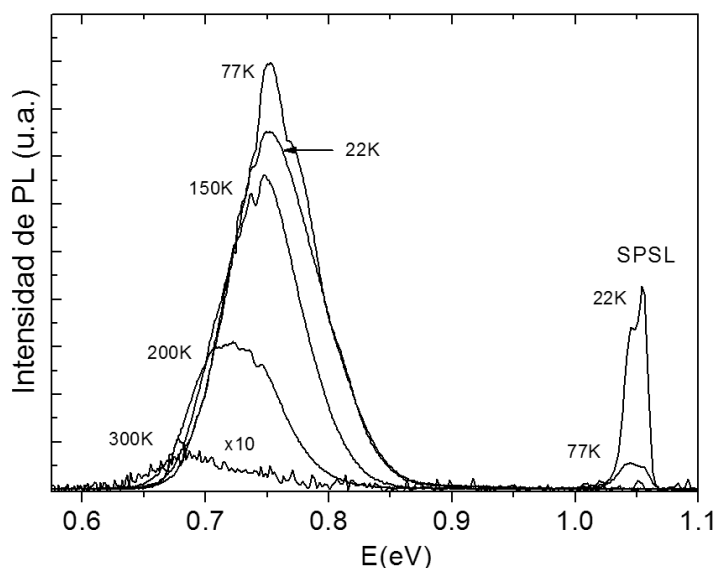


Figura 4.15 Medida de fotoluminiscencia (PL) de la estructura láser de tres capas apiladas de hilos cuánticos para temperaturas de 22K, 77K, 150K, 200K y 300K.

En la **Figura 4.16 a)** y en la **Figura 4.17 a)** se representa la evolución de la intensidad integrada de las bandas de PL de los hilos cuánticos y de la SPSL para las estructuras láser con una y tres capas apiladas de hilos cuánticos, respectivamente. En ambos casos, la emisión de PL procedente de la SPSL deja de observarse para temperaturas mayores de 77K, aunque quizá un poco antes para el caso de una capas de hilos cuánticos.. Cuando la emisión de la SPSL decae, la emisión de PL asociada a los hilos cuánticos aumenta. Esto se debe a que a bajas temperaturas ($T < 77K$), los portadores quedan atrapados en la superred, bien los pozos de GaInAs, bien en defectos que hayan podido crearse en las numerosas intercaras. Al aumentar la temperatura los portadores, con mayor energía térmica son capaces de atravesar la superred y llegar a los niveles de los hilos cuánticos

antes de recombinarse.. Así, debido a la transferencia de portadores de la SPSL hacia los hilos cuánticos se observa que la intensidad del pico de emisión de PL de los hilos cuánticos aumenta de 22K a 77K y luego disminuye a partir de 77K. Para $T > 77K$ la intensidad PL de los hilos cuánticos vuelve a disminuir. La intensidad relativa del pico de PL de la SPSL respecto a el de los hilos cuánticos es menor en el caso del láser de tres capas que en el caso del láser con una sola capa de hilos cuánticos. Este hecho puede deberse a que, para esa potencia de bombeo, al aumentar el volumen de la zona activa tenemos un mayor número de niveles de hilos disponibles que pueden poblarse sin que queden retenidos en la guía de ondas por los efectos de saturación de los niveles más bajos.

Como ya hemos dicho anteriormente, el pico de PL de los hilos cuánticos está formado por la contribución de varias familias de hilos cuánticos de distintas alturas. A bajas temperaturas se producen pares electrón- hueco que se recombinan desde los niveles de todas las familias de distintos tamaños.. A medida que aumentamos la temperatura, los portadores foto-generados, al tener mayor energía térmica, en los hilos cuánticos más pequeños pueden difundir hacia los hilos cuánticos más grandes con niveles de energía más bajos. Así, dejan de verse los picos de PL correspondientes a los hilos más pequeños, disminuyendo por tanto la anchura espectral.. La medida de la anchura a mitad de altura (FWHM) de los picos de emisión de PL de la SPSL y los hilos cuánticos respectivamente, se representan en la **Figura 4.16 b)** y en la **Figura 4.17 b)**. Puede verse el efecto de transferencia de portadores de familias de hilos más pequeños a hilos cuánticos más grandes en la reducción del valor de FWHM en el intervalo de temperaturas de 50 a 150K para la estructura de tres capas apiladas. En el caso de la estructura láser de una sola capa de hilos cuánticos el “filtrado de tamaños” produce una disminución en el ancho de la banda de PL para todo el rango de temperatura. Similares resultados se han obtenido en trabajos publicados en puntos cuánticos de In(Ga)As/GaAs con una distribución de tamaños bimodal.¹⁰²

En la **Figura 4.16 c)** y en la **Figura 4.17 c)** se representa la energía de emisión de los picos de PL de los hilos cuánticos y de la SPSL, para las estructuras láser con una y tres capas apiladas de hilos cuánticos respectivamente. Así mismo se ha representado la evolución de la banda de energía prohibida de InAs que sigue la ley empírica de Varshni:¹⁰³

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{AT^2}{T + B}, \quad (4.1)$$

donde $E_g(0) = 0.42\text{eV}$ a 0K, $A = 2,5 \times 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ y $B = 75\text{K}$. La evolución del pico de emisión de los hilos cuánticos se ajusta a la evolución de la energía de la zona prohibida del InAs. De 0K a 22K se aleja un poco de esta tendencia probablemente a las redistribuciones de portadores entre las diferentes familias que hacen variar un poco el pico de emisión del conjunto. En el caso de las SPSL, y para el caso de la estructura láser con una sola capa de hilos cuánticos, se puede ver un pequeño cambio en la posición del pico de PL para 50K hacia energías más altas. Este efecto se suele asociar a superredes con modulación en composición.^{104,105} En este caso parece que la SPSL de la estructura láser con una capa de hilos cuánticos ha crecido un poco modulada en composición mientras que en el caso de la estructura con tres capas de hilos cuánticos se ajustaron mejor las condiciones de crecimiento.

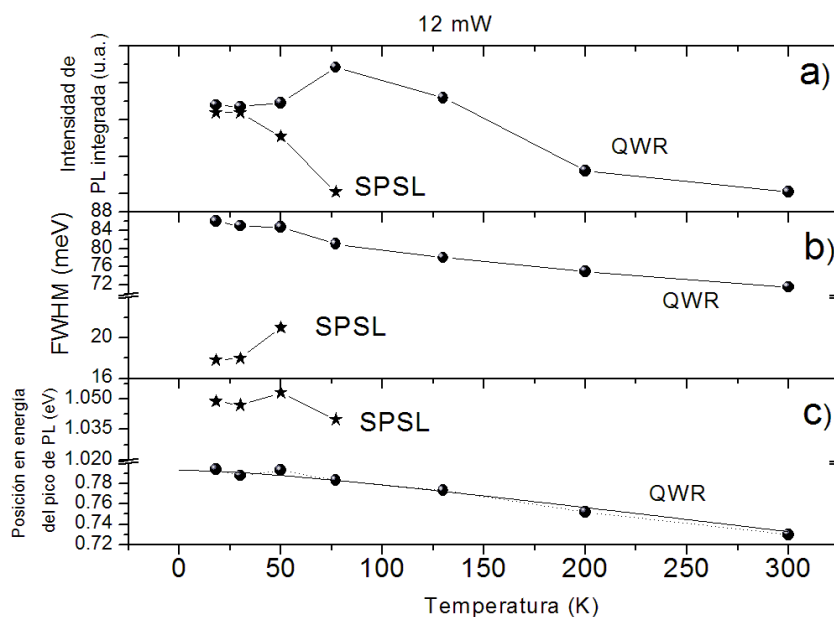


Figura 4.16 Resultados de la medida de fotoluminiscencia (PL) en función de la temperatura. a) Intensidad integrada, b) anchura a mitad de altura (FWHM) y c) posición en energía, del pico de PL de la emisión de los hilos cuánticos y de la SPSL, respectivamente. Estructura láser con una capa de hilos cuánticos en la zona activa

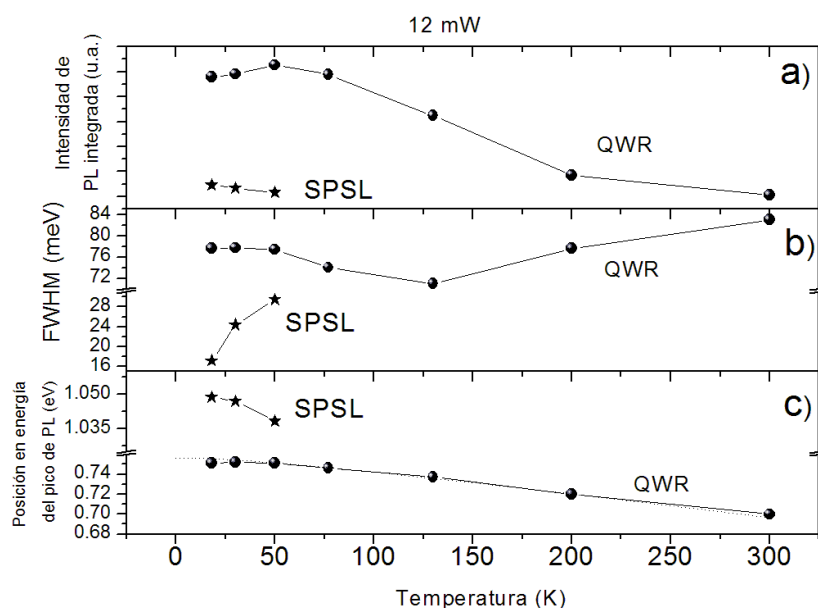


Figura 4.17 Resultados de la medida de fotoluminiscencia (PL) en función de la temperatura. a) Intensidad integrada, b) anchura a mitad de altura (FWHM) y c) posición en energía, del pico de PL de la emisión de los hilos cuánticos y de la SPSL, respectivamente. Estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa.

En la **Figura 4.18** se representa la medida de fotoluminiscencia de la estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa, en función de la potencia para temperaturas 22K, 77K, 150K, 200, y 300K. Para cada temperatura se ha variado la potencia de excitación tomando valores de: 1KW/cm², 10KW/cm², 50KW/cm², 100KW/cm², 500KW/cm², y 1000KW/cm². Se ha cambiado en tres órdenes de magnitud el valor de la potencia para poder ver sus efectos en la emisión de PL. Claramente se observan dos tendencias: un desplazamiento de la banda de PL hacia

bajas energías cuando se aumenta la temperatura como se describió anteriormente y un desplazamiento hacia energías más altas al aumentar la potencia de excitación. Al aumentar la densidad de potencia, se pueblan, cada vez más, estados de energía más alta, bien de hilos más pequeños o bien de estados excitados de hilos más grandes.

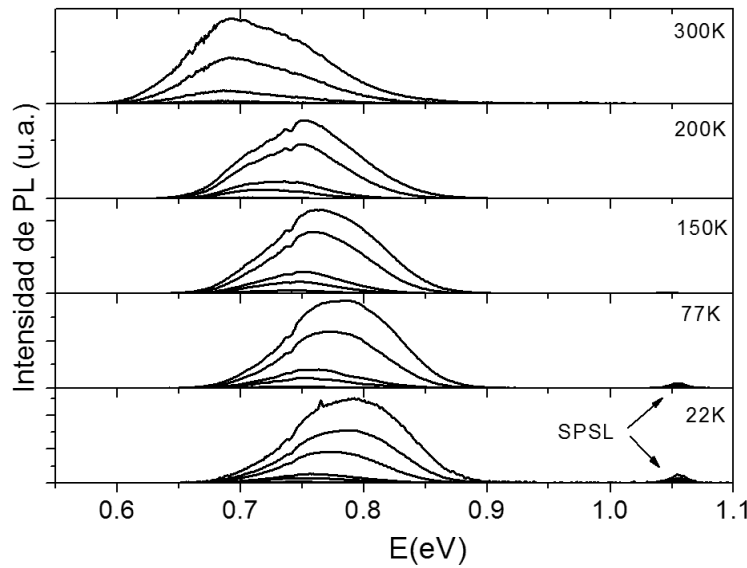


Figura 4.18 Medida de la fotoluminiscencia (PL) en función de la potencia. Se han usado los siguientes valores de potencia: 1KW/cm², 10KW/cm², 50KW/cm², 100KW/cm², 500KW/cm², y 1000KW/cm², para cada temperatura (22K, 77K, 150K, 200, y 300K).

En la **Figura 4.19** se representa en detalle a 77K los diferentes parámetros obtenidos de las medidas realizadas en función de la potencia: intensidad integrada (**Figura 4.19 a**), FWHM (**Figura 4.19 b**) y posición en energía (**Figura 4.19 c**), del pico de emisión de PL de los hilos cuánticos. Los procesos de recombinación que tienen lugar en las emisiones de PL de las estructuras de semiconductor, se pueden clasificar en: a) excitónicos, pudiendo ser excitones libres o ligados a impurezas y b) no excitónicos, que incluyen a los portadores libres y a las emisiones relacionadas con defectos. A bajas temperaturas dominan los procesos excitónicos mientras que según aumenta la temperatura, los procesos debido a portadores libres o a portadores asociados a impurezas empiezan a cobrar importancia. Se puede decir que la intensidad de PL es proporcional a la potencia de excitación elevada a un factor cuyo valor cercano a la unidad indica procesos de recombinación de excitones y si es cercano a dos se debe a procesos de portadores libres. El parámetro experimental α relaciona la intensidad de PL (I) con la potencia de excitación (P_{exc}) según la relación¹⁰⁶:

$$I = cte P_{exc}^{\alpha}, \quad (4.2)$$

En la **Figura 4.19 a**) se representan los valores de la intensidad integrada de PL en función de la potencia de excitación a 77K. Esta misma representación se puede realizar para el resto de temperaturas y obtener los valores de α . Representando en escala logarítmica la intensidad de PL en función de la potencia de excitación y haciendo un ajuste lineal, se obtiene el valor de α de la pendiente de dicho ajuste. En la **Tabla II** se presenta el parámetro α para cada temperatura. Como se puede ver, α toma un valor muy cercano a uno a temperaturas por debajo de 150K indicando un carácter excitónico en los procesos de recombinación y para temperaturas superiores a 150K este aumenta, hasta un valor de 1.5 a temperatura ambiente, que indica que los procesos de portadores libres son más importantes.

Tabla II. Parámetro α en función de la temperatura.

T(K)	22K	77K	150K	200K	300K
α	0.9 +/- 1	0.9 +/- 1	0.9 +/- 1	1.1 +/- 1	1.5 +/- 1

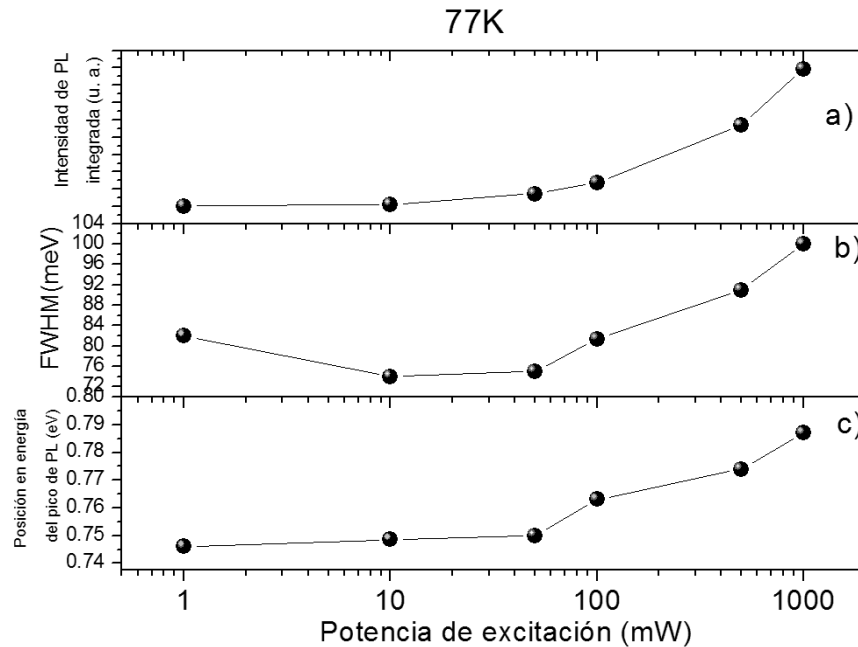


Figura 4.19 Resultados de la medida de fotoluminiscencia (PL) en función de la potencia de excitación a 77K para la estructura láser con tres capas de hilos cuánticos en la zona activa. a) Posición, b) intensidad, c) anchura a mitad de altura (FWHM) y d) intensidad integrada del pico de PL de la emisión de los hilos cuánticos.

4.3.3.2 Difracción de rayos X

Con esta técnica se puede obtener, por una parte los parámetros estructurales del material: parámetros de red (distancias interplanares) composición química (valor de x en una aleación), la deformación y el periodo de las superredes; y por otra, un información de la calidad cristalina. Se ha estudiado la estructura láser con tres capas de hilos en la zona activa en la reflexión 004. Los difractogramas se han obtenido para un paso de 0.001° y un tiempo de integración de 4.5 s. En la **Figura 4.20** se muestra medida de la difracción de RX. Se observan las los máximos de reflexión del sustrato de InP, el primer orden de la SPSL a su derecha y a ambos lados los satélites del primer orden de la SPSL señalados como L+1 y L-1. La modulación obtenida para ángulos comprendidos entre el sustrato y el satélite L-1 se debe a la periodicidad de la zona activa (QWR+SPSL)

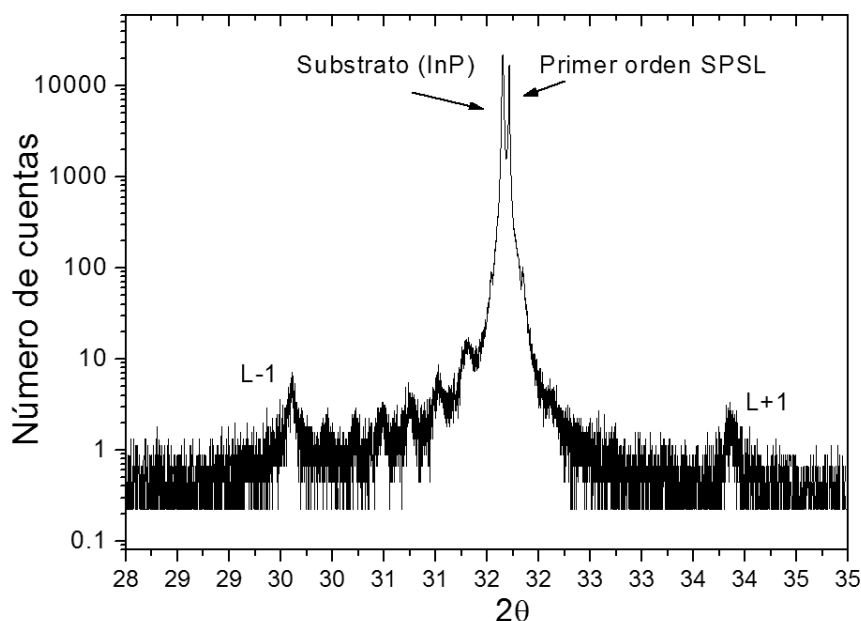


Figura 4.20. Medida de la difracción de RX de la estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa para la reflexión 004.

4.3.3.3 Microscopía de Transmisión de Electrones (TEM)

En colaboración con el grupo de Microscopía de Transmisión de Electrones (TEM) dirigido por el Dr. Sergio I. Molina y con la ayuda especial de la Dra. Teresa Ben, del Departamento de Ciencia de los Materiales e Ingeniería Metalúrgica y Química Inorgánica de la Universidad de Cádiz, se han estudiado varias estructuras láser mediante la técnica de análisis de Microscopía de Transmisión de Electrones (TEM). Con estas medidas obtenemos información estructural de las muestras, como puede ser, el campo de tensiones, la composición de las nanoestructuras, los efectos de modulación de la SPSL tanto en espesor como en composición, etc. Sin embargo hay que notar que las magnitudes estudiadas por la técnica de análisis de TEM están promediadas para un cierto espesor de muestra.

En la **Figura 4.21**, se muestra una imagen TEM, correspondiente a una estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos, obtenida seleccionando la reflexión 002 y en condiciones de campo oscuro (el haz transmitido no contribuye a la imagen). En estas condiciones se asegura que los diferentes contrastes de la misma se asocien principalmente a variaciones de composición de la estructura que se está estudiando. Se pueden ver las dos capas de InP dopada Si y dopada Be respectivamente, la SPSL claramente distinguible por el contraste de las capas de InP y de $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, y la zona activa, formada por tres capas de hilos cuánticos apiladas y con espaciador de 20 nm de espesor formado por la propia SPSL.

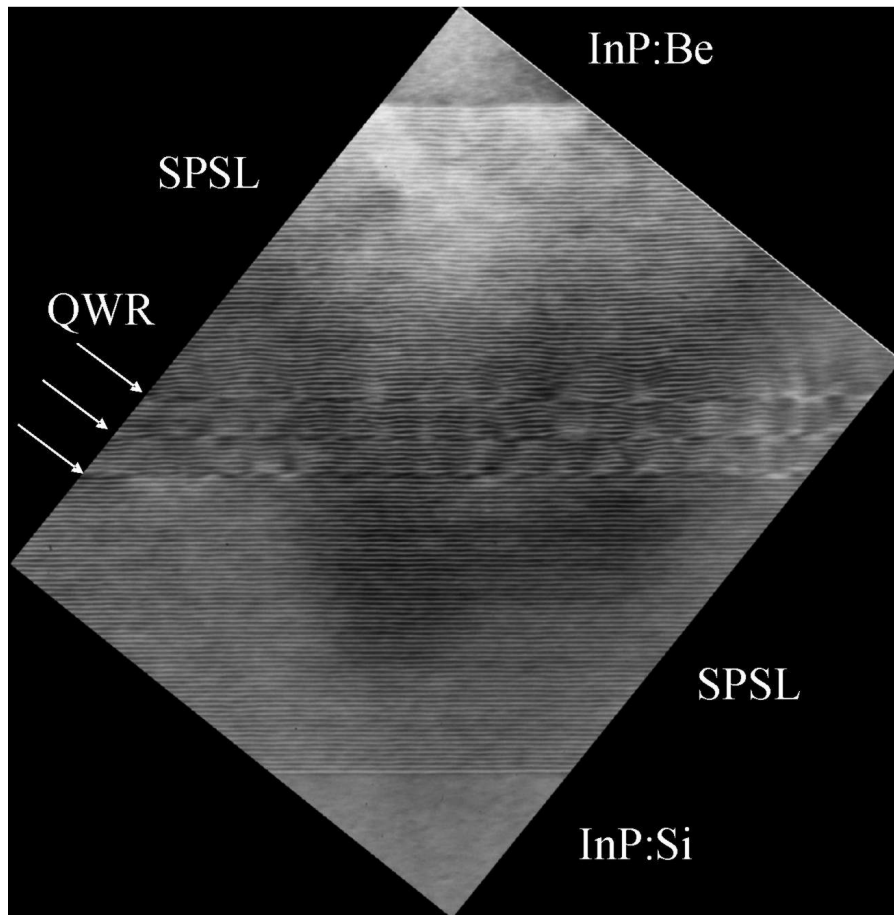


Figura 4.21. Imagen TEM obtenida seleccionando la reflexión 002 y en condiciones de campo oscuro de la estructura láser con tres capas apiladas de QWR en la zona activa.

En la **Figura 4.22** se puede ver mas detallada la zona activa en una imagen HAADF a bajo aumento. Esta técnica es sensible además a la composición para un espesor determinado. En esta imagen se aprecia que los hilos cuánticos presentan cierta correlación vertical (círculo a), aunque en algunos casos se ven alteraciones de ese orden vertical. Un ejemplo de ello se encuentra en el área enmarcada por el círculo b. Aquí se observa: en la primera capa de hilos cuánticos, dos hilos bastante juntos y en encima de ellos, en la segunda capa, un hilo más grande. Probablemente formado por la unión de dos hilos, debido al campo de tensión que producen los hilos cuánticos de la capa inferior.

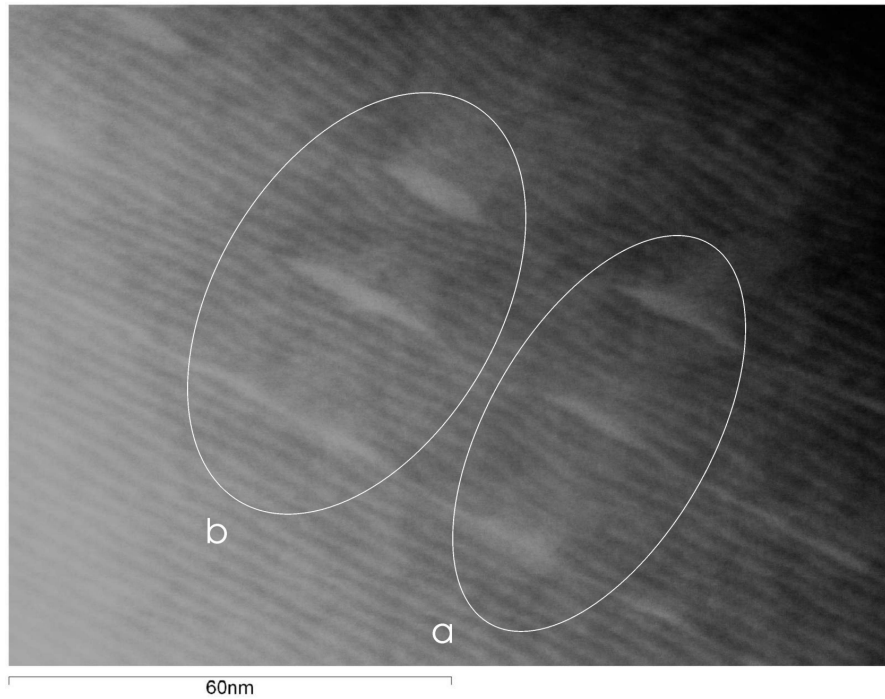


Figura 4.22 Imagen HAADF bajo aumento de la estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa. La dirección normal a la imagen es la $[1-10]$.

La tensión generada alrededor de los hilos es la principal causa de la aparición de sitios preferentes para la formación de los hilos de las capas superiores. Además se puede ver, que justo encima de los hilos cuánticos aparecen unas zonas brillantes asociadas con áreas ricas en In y/o As. Esto indica que se produce una modulación en composición debido al campo de tensión que generan los hilos cuánticos. En la **Figura 4.23** se muestra la misma estructura pero en la dirección $[110]$. Lo que se aprecia en la imagen es que los hilos cuánticos son de una longitud de varios cientos de nanómetros.

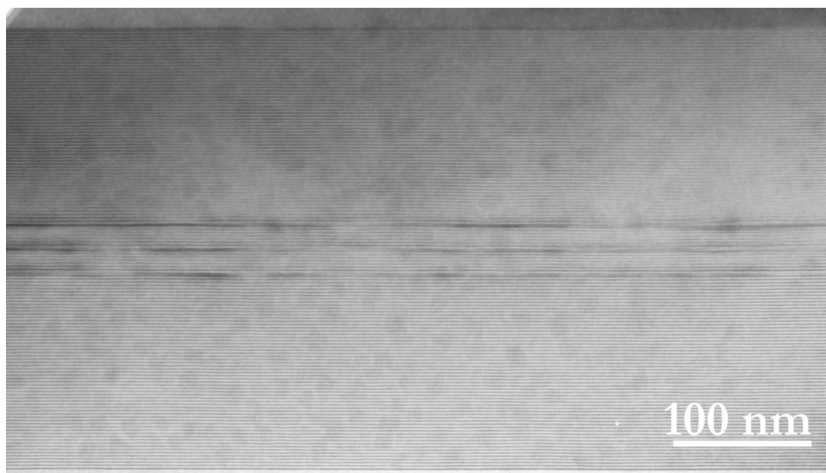


Figura 4.23. Imagen TEM obtenida seleccionando la reflexión 002 y en condiciones de campo oscuro de la estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa. La dirección normal a la imagen es la $[1-10]$.

Se advierte además, claramente tanto en la **Figura 4.21** como en la figura **Figura 4.22**, que las capas de la SPSL dejan de ser planas justo encima de los hilos. Este efecto es más notorio si el hilo

sobre el cual se crecen es de gran tamaño. El campo de tensiones generado por los hilos cuánticos afecta directamente a las propiedades morfológicas y de composición de la parte superior de la SPSL. En efecto, en la **Figura 4.24** se muestra una imagen de alta resolución HAADF a bajo aumento de la parte de SPSL crecida antes de los hilos cuánticos donde se aprecia que los periodos de la SPSL son perfectamente planos. Se puede decir, por tanto que el efecto de modulación se debe al campo de tensiones que producen los hilos cuánticos, y no a una posible perturbación introducida en los procesos de adelgazamiento en la preparación de la muestra o a posibles problemas con las condiciones de crecimiento.

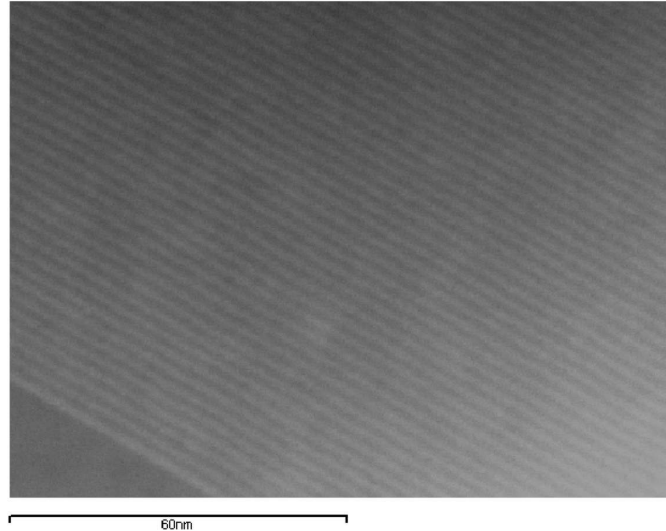


Figura 4.24: Imagen HAADF de bajo aumento de la SPSL crecida antes de la formación de los hilos cuánticos.

Para la estructura con capa simple de hilos cuánticos en la zona activa, las características que se aprecian son similares a las descritas para la muestra con tres capas apiladas de hilos cuánticos. En la **Figura 4.25** se muestra la imagen 002 DF para la zona central de la capa activa, donde se encuentra la capa de hilos.

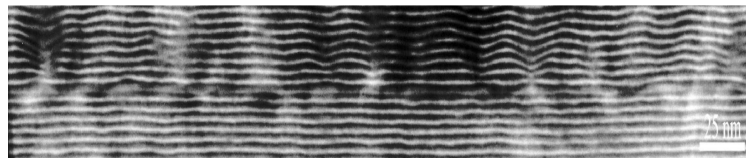


Figura 4.25 Imagen 002 DF para la zona central de la capa activa de la estructura láser con una capa simple de hilos cuánticos.

4.3.4 Tecnología de fabricación de los dispositivos láser.

A continuación se describirán los pasos más importantes del procesado de las epitaxias con el objetivo de crear un dispositivo láser.

4.3.4.1 Limpieza y corte de las estructuras.

En el crecimiento de las estructuras láser por MBE se usan obleas de 2 pulgadas o cuartos de obleas de 3 pulgadas como sustrato. Para poder realizar diferentes motivos o diseños y disponer de muestra suficiente, esta se exfolia a través de las direcciones cristalinas $[110]$ y $[1-10]$ en trozos más pequeños usando una punta de diamante. El trozo a utilizar, es limpiado con baños de acetona,

alcohol isopropílico y agua desionizada. Hay que tener en cuenta que en el proceso de corte, pequeñas partículas del semiconductor pueden caer en la superficie. Para eliminar el grueso del agua adsorbida se calienta la muestra en un horno a 180 °C durante 45 minutos.

4.3.4.2 Primera fotolitografía.

La litografía consiste en definir un patrón apropiado en la superficie del semiconductor. Este patrón se usará para metalizar o atacar químicamente la muestra y así construir el dispositivo láser. Existen varios tipos de litografía como la litografía electrónica que se hace por haz de electrones o la holográfica. En nuestro caso se ha usado la fotolitografía de luz ultravioleta que consta de varios pasos que se describen a continuación.

4.3.4.3 Deposición de la fotoresina por “spinner coating”.

La muestra a litografiar se sujeta mediante succión a un plato con un orificio por el cual se hace vacío con una bomba rotatoria. El plato a su vez puede girar mediante un motor controlado en frecuencia de giro. Se deposita resina positiva sobre la superficie de la muestra con una micropipeta y se rota la muestra a una frecuencia constante de 5500 revoluciones durante 30 segundos. Así se obtiene una película de resina más o menos uniforme sobre la superficie de la muestra. Esta técnica de deposición se conoce con el nombre de “spinner coating”. El espesor final de fotoresina depositada se controla mediante las revoluciones del giro y el tiempo que dejamos la muestra girar. La resina se cuece en un horno a 90 °C durante 30 minutos para endurecerla parcialmente.

4.3.4.4 Proceso de litografía por haz de luz ultravioleta.

Para plasmar la litografía usamos una alineadora Karl Suss MJB3 que realiza la impresión de los motivos mediante luz ultravioleta a través de una máscara hecha de cromo sobre vidrio. Además esta provista de posicionadores micrométricos y un microscopio óptico. La resina positiva consiste en un polímero sensible a la luz ultravioleta, de forma que las zonas expuestas polimerizan y se pueden eliminar al revelar permaneciendo las zonas no expuestas. Los motivos en nuestro caso, consisten en líneas de diferente espesor (5, 15 y 40 micras) que definirán la futura zona de inyección. Una vez expuesta la fotoresina se pasa al revelado sumergiendo la muestra en una disolución de revelado “developer” durante un minuto. Se observa al microscopio óptico que las líneas están bien definidas y que no haya restos de resina entre las mismas. Se recuecen las tiras de resina 30 minutos a 90 °C para que se endurezca y sirvan de máscara frente al ataque químico que se realizará a continuación.

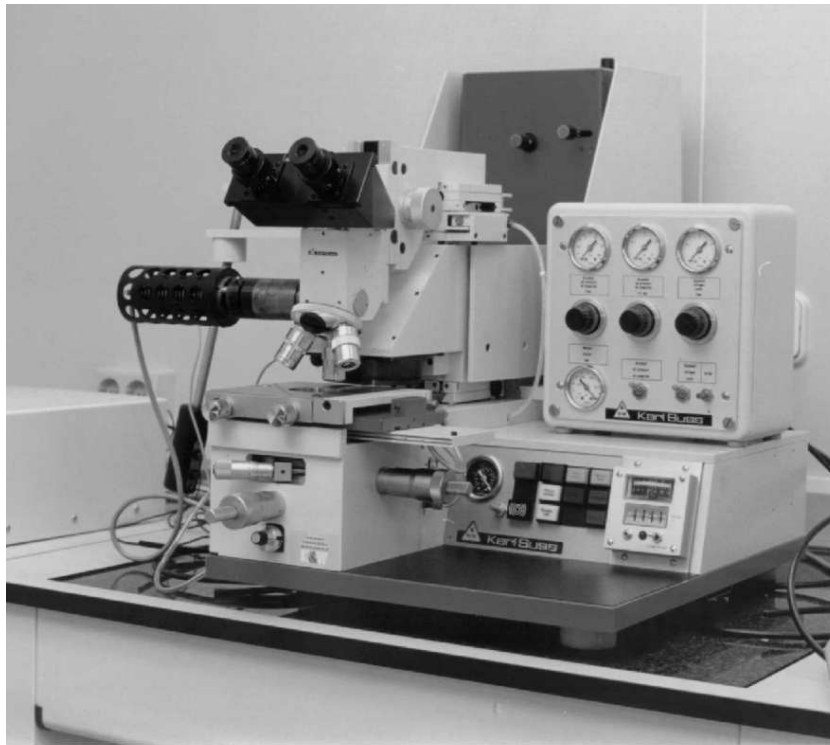


Figura 4.26 Fotografía de la alineadora Karl Suss MJB3 de fotolitografía óptica.

4.3.4.5 Ataque químico.

Para definir una zona de inyección de corriente, se necesita en algunos casos definir una “mesa” a partir de las tiras litografiadas mediante un ataque químico del semiconductor. El ataque químico puede ser seco o húmedo. El ataque húmedo se realiza sumergiendo la muestra con las tiras de resina en una disolución ácida. Previamente, hemos calibrado la profundidad del ataque frente al tiempo de exposición mediante un perfilómetro (Talstep, Taylor-Hobson). El perfilómetro es un instrumento que tiene una aguja que cruza la superficie de la muestra transversalmente y cuyo movimiento vertical (debido a la orografía de los motivos litografiados) es amplificado electrónicamente. Para atacar tanto GaInAs como GaAs hemos usado la disolución $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ en la relación 1:10:100 que nos da una velocidad de ataque de 0.5 micras por minuto y además no ataca el InP. Para el InP hemos usado la disolución $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{HCl}$ en la proporción 3:1 con una velocidad de ataque de una micra por minuto.

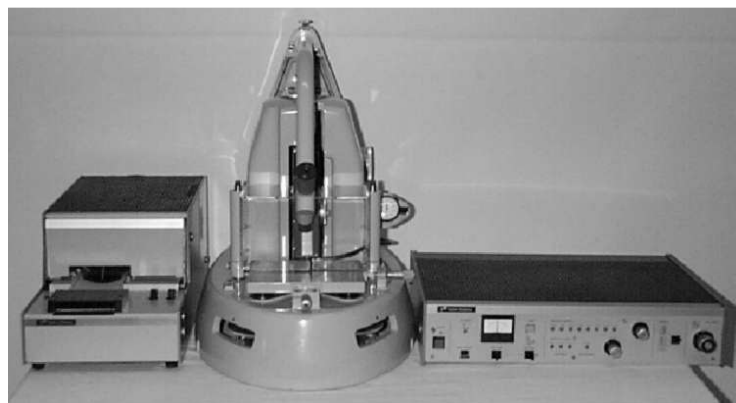


Figura 4.27 Fotografía del perfilómetro Taylor-Hobson

El ataque seco se realiza exponiendo a la muestra a un bombardeo iónico. En este caso se suele depositar sobre la superficie de la muestra SiO_2 mediante deposición en fase de vapor (CVD) y se litografía en tiras para que haga de máscara ya que el SiO_2 es más estable que las tiras de resina al bombardeo de los iones. La profundidad del ataque se controla mediante el tiempo de exposición que previamente está calibrado de la misma forma que se ha descrito antes. Haciendo incidir un láser in situ en la superficie de la muestra expuesta al ataque es posible controlar la profundidad del ataque observando los cambios de la luz reflejada del láser. Estos cambios en la luz reflejada por la superficie de la muestra se acentúan al pasar de una capa a otra de composición distinta. Para el caso de tiras de área ancha (40 micras) suele ser suficiente con atacar la última capa de contacto de 500 Å de espesor mientras que para tecnología de tira de 5 y 15 micras, es necesario atacar a una profundidad de entorno a la micra sin llegar a la zona activa del láser y así confinar la corriente inyectada a través de la tira. Una vez realizado el ataque se retira la resina con el procedimiento descrito en el primer apartado. Lo que nos queda de resultado son “mesas” de semiconductor del espesor de la tira y de profundidad definida por el ataque. Si se observase algún resto de fotoresina al microscopio óptico, podemos introducir la muestra en un plasma de oxígeno durante 5 minutos a 200 W de potencia y a 100V.

4.3.4.6 Segunda litografía.

Para realizar el contacto metálico por el cual se inyectará la corriente al dispositivo láser, se necesita colocar una tira de metal justo encima de la mesa. Se deposita resina sobre toda la superficie por “spinner coating” y se cuece en horno a 90 °C durante 30 minutos. Mediante los posicionadores micrométricos y el microscopio óptico alineamos los motivos de la máscara respecto a las mesas litografiadas en el semiconductor. Esta máscara es el negativo de la usada en la litografía anterior y así poder abrir tiras sin resina alineadas con las mesas. Estas aberturas en forma de tira, son un poco más estrechas que las mesas para evitar efectos de borde (por ejemplo, 30 micras para mesas de 40 micras). Una vez expuesta la muestra a la luz ultravioleta, se revela como en el apartado anterior.

4.3.4.7 Primera metalización.

El proceso de metalización consiste en depositar una capa fina de metal en la superficie de la muestra en condiciones de alto vacío. Se usan 200Å de Ti seguidos de 2000Å de Au para realizar el contacto óhmico tipo p. La evaporación de estos metales se hace en una cámara de vacío mediante cañón de electrones o evaporación térmica. La cantidad de metal depositado se mide con un cristal de cuarzo que se sitúa cerca de la superficie de la muestra. El cristal de cuarzo se hace vibrar a una frecuencia alta que va cambiando según el metal se va depositando en el y así podemos calcular la velocidad de deposición y la cantidad de material depositado. Una vez finalizada la metalización, la muestra se deja enfriar y se saca de la cámara de vacío. Seguidamente, la muestra se sumerge en acetona de forma que la resina sea disuelta y el metal depositado sobre la resina se desprende junto con esta. Este proceso se conoce con el nombre de “lift-off”. En cada mesa, en las cuales no había resina, permanece una tira de metal bien definida. Este contacto se alea calentando la muestra a 360 °C durante 4 segundos en una atmósfera de nitrógeno-hidrógeno.

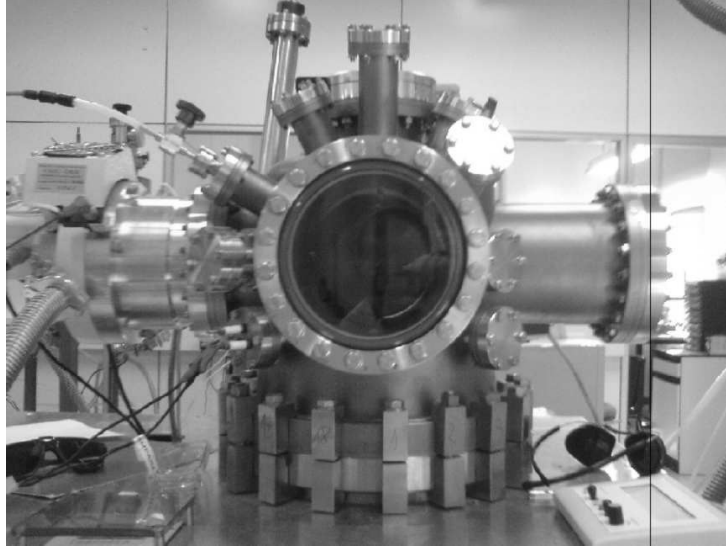


Figura 4.28 Fotografía de la cámara principal para realizar la metalización.

4.3.4.8 Deposición en fase de vapor (CVD).

Cada una de las mesas definidas formará un dispositivo láser diferente. Mediante óxido de silicio (SiO_2) o nitruro de silicio (SiN) se protege la superficie a la vez que se aíslan los dispositivos. La técnica de deposición en fase de vapor (CVD) permite depositar un aislante conforme a la superficie de la muestra a partir de compuestos en fase de vapor. El silicio se obtiene a partir del gas silano (SiH_4) mientras que los gases oxígeno o nitrógeno proporcionan el otro elemento para formar SiO_2 o SiN respectivamente. La muestra se introduce en una cámara donde se expone a todos estos gases reactivos provista de un sistema de vacío que extrae los gases residuales y de un control de temperatura y caldeo. La muestra se suele calentar a 300°C para obtener un óxido de buena calidad. La velocidad de deposición del óxido es de unos $300 \text{ \AA}/\text{minuto}$ y el espesor final de 3000 \AA .



Figura 4.29 Fotografía de la campana de deposición química en fase vapor (CVD) de SiO_2

4.3.4.9 Tercera litografía.

Para poder realizar lo que finalmente será el contacto superior se necesita abrir ventanas nuevamente en las tiras de Ti/Au que están cubiertas de SiO₂ o SiN y así poder atacar este óxido y contactar el metal de debajo. Para ello, se pone resina, se cuece 30 minutos a 90 °C, se abren ventanas alineadas sobre las tiras de Ti/Au y se revela, igual que en la segunda litografía. Se recuecen los motivos resina litografiados 30 minutos a 90 °C para que se endurezca y sirvan de máscara frente al ataque químico que se realizará a continuación. Para atacar el óxido de silicio se utiliza una disolución de NH₄:HF. Este proceso es crítico, ya que si quedan restos de óxido en metal, el contacto será más resistivo de lo deseado y en el caso de una sobre exposición al ácido, se puede atacar el óxido lateralmente fuera de la mesa y producir corrientes de fuga. Para eliminar la máscara de resina se usa el plasma de oxígeno. Es importante observar al microscopio óptico que la superficie de la muestra está limpia del menor resto de resina para garantizar un contacto eléctrico óptimo.

4.3.4.10 Cuarta litografía.

Para poder inyectar corriente a través de este contacto p de Ti/Au, necesitamos una tira metálica más ancha y gruesa donde poder realizar los contactos con hilos de Au de 25 micras de ancho. Para ello abrimos tiras de 200 micras para metalizar posteriormente toda la tira y así poder realizar el encapsulado.

4.3.4.11 Segunda metalización, contacto p.

Se metaliza con Au la superficie de la muestra y posteriormente se hace “litooff” como en el caso anterior y así obtenemos las tiras de 200 micras de metal aisladas las unas de las otras. Estas tiras contactan perfectamente con las tiras de Ti/Au depositadas antes que son las que realmente definen la zona de inyección.

4.3.4.12 Pulido del sustrato.

Para definir los espejos de la futura cavidad láser exfoliaremos la muestra a través de una dirección cristalina perpendicular a la mesa que se ha realizado. Para minimizar los posibles defectos que surjan en las caras de los espejos en el proceso de corte, se necesita adelgazar el sustrato desde unas 300-400 micras, dependiendo de la marca comercial, a unas 120 micras. Para realizar el pulido, se pega la muestra por la superficie con cera a un disco de acero de una máquina pulidora marca Buehler y se lija mecánicamente con lijas de diferente tamaño de grano. La superficie de la muestra se puede proteger con fotoresina con la ventaja que facilita el proceso de limpieza. Una vez terminado el pulido, se sumerge la muestra en acetona que disuelve la resina y por tanto desprende la capa de cera. Para eliminar posibles restos de cera, se sumerge la muestra en baños de tricloroetileno. Finalmente se termina limpiando con baños de acetona, isopropílico y agua desionizada.

4.3.4.13 Tercera metalización. Contacto tipo n.

El contacto tipo n se realiza por la cara del sustrato que se acaba de pulir. Esta cara debe estar limpia de cualquier resto de resina o cera para asegurar un buen contacto óhmico. Si se observasen restos de resina al microscopio óptico, se pueden eliminar mediante plasma de oxígeno durante 5 minutos a 200 W de potencia y a 100V. Para metalizar el contacto n se utiliza una mezcla de In-Ge al 50% de espesor 200 Å seguido de Au de espesor 2000 Å. Después se alea a una temperatura inferior al contacto p, de unos 340 °C, durante un minuto.

4.3.4.14 Corte y encapsulado de los dispositivos.

Para cortar la muestra hacemos uso de un “scraper” y así poder medir la longitud de tira que queremos cortar. El “scraper” consiste en una punta de corte que puede deslizar de forma controlada a través de la superficie de la muestra y consta de unos posicionadores micrométricos y un microscopio óptico para situar la muestra de forma que una dirección cristalina coincida el corte. El propio corte define los espejos que formaran la cavidad óptica resonante. Podemos cortar tamaños distintos de cara a estudiar los efectos en la ganancia del láser al variar la longitud de la cavidad. El último paso consiste en contactar los láseres para poder inyectar la corriente. La muestra se pega con un pegamento epoxi en un bloque de cobre por el lado tipo n. El bloque de cobre será en si mismo el contacto n y funcionará como disipador de calor. El contacto p se hace sobre una alúmina metalizada con oro que se une a la tira de la mesa láser correspondiente mediante un hilo de oro de 25 micras de diámetro. Este procedimiento se ha realizado manualmente con la ayuda de un microscopio, unas pinzas de punta fina y pegamento epoxi o con una maquina de encapsulado “Ballbonder” marca Kulicke and Soffa.

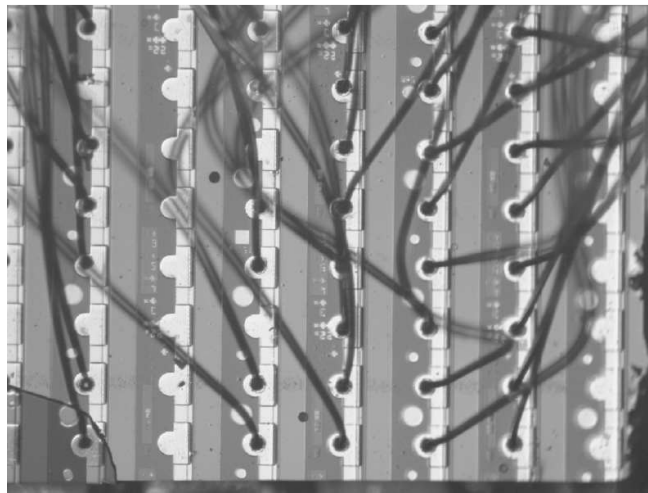


Figura 4.30 Fotografía de 5 láseres contactados tomada con un microscopio óptico después de finalizar el proceso completo de tecnología. Cada láser tiene varios puntos de contacto para favorecer la inyección de corriente y evitar efectos de calentamiento localizado.

4.3.5 Caracterización de los dispositivos

Se van a estudiar las características eléctricas y ópticas de los dispositivos láser y así obtener sus parámetros de funcionamiento. Se han fabricado láseres de área ancha ($40\ \mu\text{m}$) y de tipo caballete, de ancho de tira de 5 y $15\ \mu\text{m}$. La combinación de los metales Au-Ge-Au y Ti/Pt/Au se han usado para los contactos tipo n- y p, respectivamente. Mediante el exfoliado a lo largo de la dirección cristalina $[1-10]$ se han formado cavidades ópticas tipo Fabry-Perot de longitudes en el rango de $1\ \text{mm}$ a $4\ \text{mm}$. En la **Figura 4.31** se representa el esquema de un diodo láser procesado, al cual se le inyecta corriente a través de unos hilos de oro, emitiendo luz por un lateral, es decir por uno de los espejos de la cavidad. En este esquema se representa la distribución del campo óptico de la emisión. Se puede ver que la divergencia del haz de luz es diferente para la dirección paralela a los planos (θ_{\parallel}) de la epitaxia que para la dirección perpendicular a dichos planos (θ_{\perp}).

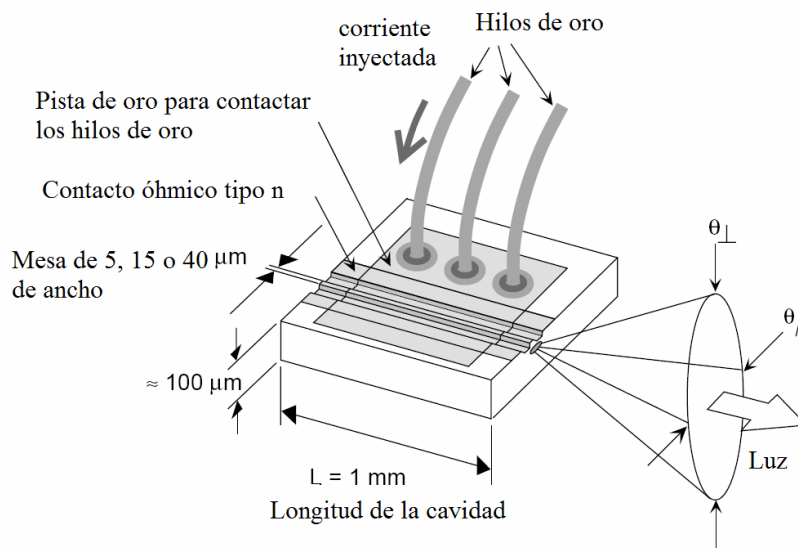


Figura 4.31 Dibujo esquemático de un dispositivo láser.

A continuación se resumen algunos de los resultados de la caracterización opto-electrónica de los diodos láser. Además, se muestran las medidas de la distribución de campo óptico lejano y en el espejo del láser.

4.3.5.1 Potencia de luz emitida en función de la corriente inyectada. Corriente umbral.

Una de las características importantes de un diodo láser es la cantidad de luz emitida, es decir la potencia luminosa, cuando se le inyecta corriente. En la **Figura 4.32** se muestra la potencia de luz de salida de un diodo láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa en función de la corriente que se le inyecta para temperaturas de trabajo de 12K, 50K, 77K, 100K, 150K, 200K y 270K.

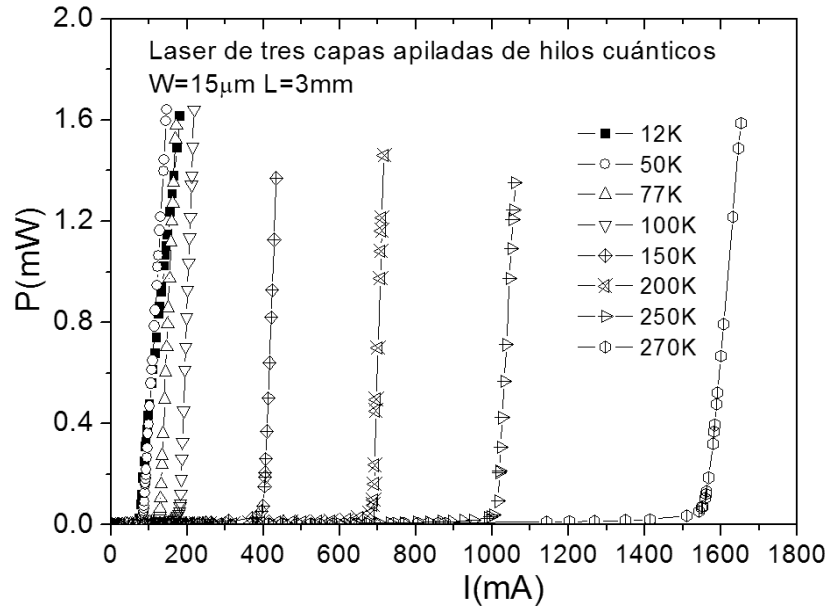


Figura 4.32 Potencia de luz de salida P (mW) en función de la corriente inyectada I (mA) de un diodo láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa para temperaturas de trabajo de 12K, 50K, 77K, 100K, 150K, 200K y 270K, respectivamente.

A medida que se inyecta corriente al diodo, este emite luz espontánea que va creciendo de forma exponencial. A partir de una cierta corriente de inyección, el diodo consigue la condición de inversión de población y pasa a un régimen de emisión estimulada, aumentando la emisión de luz de manera abrupta. El valor de la corriente al cual se produce la emisión láser se conoce como corriente umbral (I_{th}). Como se puede ver en la **Figura 4.32** la potencia de luz emitida es del orden de mili-vatios. El valor de la corriente umbral se determina extrapolando en dichas curvas el ajuste lineal en régimen de emisión láser en el origen de ordenadas. El diodo se excita mediante una fuente de corriente usando pulsos de corriente (ancho de pulso de 1 a 5 μ s y un ciclo de trabajo del 0.1 al 0.05 %, respectivamente). Se ha implementado una sonda de corriente para poder medir los pulsos de corriente. La medida de la corriente en régimen pulsado es crítica, ya que el ajuste o desajuste de las impedancias entre la fuente de corriente y el circuito eléctrico externo determina la forma del pulso de corriente, siendo por tanto un punto clave para realizar una medida correcta. La luz emitida por el láser se recoge con un sistema de lentes y se mide con un detector de GaInAs extendido. Para poder realizar las medidas a baja temperatura, los dispositivos se han introducido en un criostato con circuito cerrado de helio. El espectro se mide utilizando un monocromador doble con una focal de 0.85 m (**Figura 4.33**). Las señales pulsadas, tanto de la corriente inyectada como de la intensidad de luz recogida en el detector, se promedian y registran con un Boxcar. El Boxcar promedia los pulsos que recibe en una ventana de frecuencias en sintonía con la frecuencia de excitación del láser. Las medidas promediadas del Boxcar se registran en un ordenador mediante una tarjeta analógica-digital. Los valores de la corriente umbral varían desde los 60 mA a 12K hasta los 1565mA a 270K. cabe destacar que la pendiente de todas las curvas relacionada con la eficiencia de los dispositivos, como veremos más adelante, es muy parecida, salvo para $T=12K$ y $T=270K$.

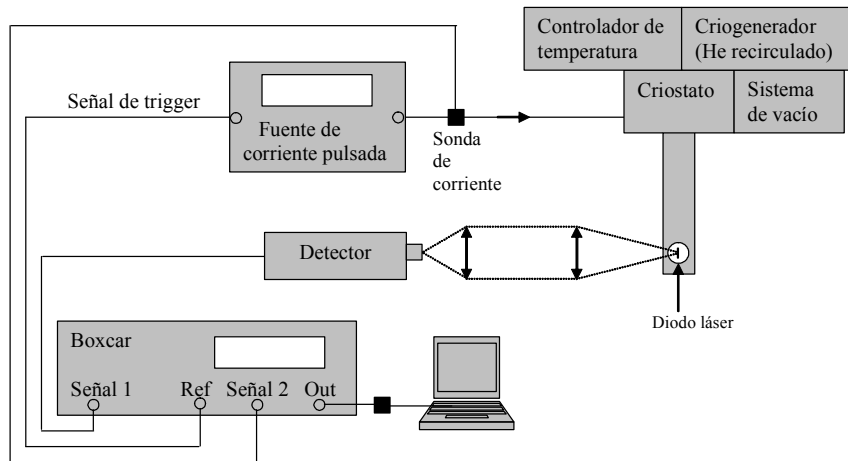


Figura 4.33 Esquema del montaje experimental para la medida de electroluminiscencia.

4.3.5.2 Densidad de corriente umbral.

La corriente umbral depende de la calidad del material semiconductor con el que se ha fabricado el dispositivo láser, del diseño de estructura de la guía de ondas y de la región activa. Como la corriente umbral depende del área de inyección del dispositivo, se debe normalizar por el área de este y así comparar las densidades de corriente umbral (J_{th}) entre dispositivos. Para una estructura dada, la densidad de corriente umbral es uno de los parámetros que indica de manera directa la calidad del material con el que se ha construido el dispositivo láser. En el cálculo de la densidad de corriente umbral es necesario conocer con exactitud el área del láser a través de la cual se está inyectando la corriente. En el caso de dispositivos de área ancha ($\sim 40 - 100 \mu m$), la tira metálica de contacto óhmico se aproxima bastante a el área inyectada. Sin embargo, en el caso de láseres de área estrecha ($\sim 5 - 15 \mu m$) la corriente de inyección se puede extender mas allá del contacto metálico, resultando un área efectiva mayor. Para evitar este efecto, en estos casos se suele realizar una mesa más profunda, de entorno a una micra, sin llegar a la zona activa para guiar la corriente inyectada (**Figura 4.34**). En el caso de los diodos de $40 \mu m$ se ha usado un pulso de corriente de $1 \mu s$ a una frecuencia de $1 ms$ (ciclo de trabajo de 0.1%). Mientras que en el caso de los diodos de 15 y $5 \mu m$ de ancho de tira, se ha usado un pulso de corriente de $5 \mu s$ a una frecuencia de $10 ms$ (ciclo de trabajo de 0.05%).

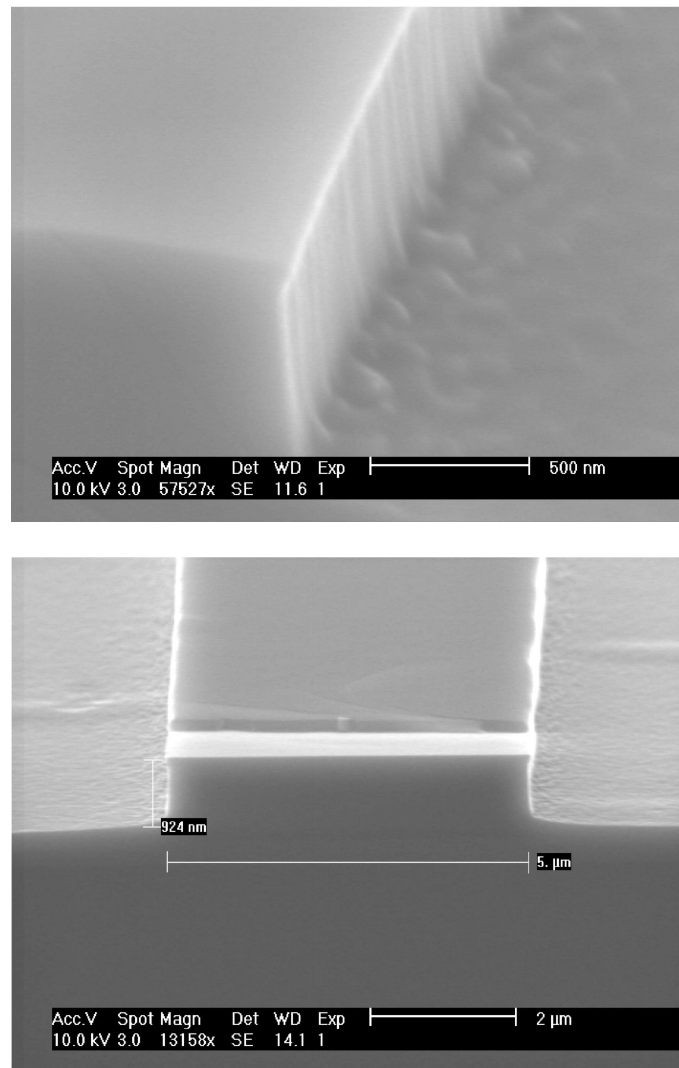


Figura 4.34 Imágenes del microscopio electrónico (SEM) de una mesa de un dispositivo láser de 5 micras de anchura y 924nm de profundidad. En la imagen superior se observa el perfil del ataque iónico (ataque seco) y en la imagen inferior se aprecia el espejo de la cavidad óptica y la tira de óxido de silicio sobre la mesa.

En la **Figura 4.35** se representa la densidad de corriente umbral de tres dispositivos de área ancha (40 μm de tira de inyección) de longitudes de cavidad (L) de 1, 2 y 3 mm en función de la temperatura. Estos láseres de diodo corresponden a la epitaxia láser de 3 capas apiladas de hilos cuánticos auto-ensamblados. Debido a que el número de capas apiladas es bajo, es fácil saturar los niveles energéticos fundamentales de las nanoestructuras y empezar a poblar estados excitados. Esto hace que las densidades de corriente sean elevadas. A temperaturas altas el escape térmico de los portadores hacia las barreras es mayor y para compensarlo, las corrientes de inyección son más altas. Cuando se sube la temperatura de trabajo cerca de la ambiente, las corrientes de inyección son muy altas y muchos láseres no llegan a tener emisión estimulada debido a los efectos térmicos producidos por las elevadas densidades de corriente. A pesar de esto, varios dispositivos llegan a funcionar a temperaturas cercanas a la ambiente (280K).

Allen et al, tampoco obtienen emisión estimulada para temperaturas mayores de 186K en láseres con 5 capas apiladas de QD con guía de ondas y pozo de GaInAsP (DWELL) y el mejor valor de J_{th} (49 A/cm²) lo obtienen para 77K con dispositivos de 2mm de longitud de cavidad. Otros autores, como Yueming Qiu, en láseres de QD en InP usando una guía de GaInAsP, solo consiguen emisión

estimulada hasta 260K en corriente continua (CW) y cerca del ambiente en modo pulsado.¹⁰⁷ J. W. Jang y otros, apilando 5 y 7 capas de QD consiguen emisión láser con J_{th} de 2200 A/cm² y 3000 A/cm², respectivamente, para longitudes de cavidad de 1mm.¹⁰⁸ Lelarge et al. logran emisión estimulada a temperatura ambiente para una J_{th} de 1200 A/cm² para un láser de 6 capas apiladas de InAs QD con guía de ondas de GaInAsP ($\lambda_g = 1.17 \mu m$) y 3mm de longitud de cavidad.¹⁰⁹ Mejorando la uniformidad de los QD mediante el uso de capas ultra-finas de GaAs, se consigue a emitir luz estimulada a temperatura ambiente en láseres con guías de onda de GaInAsP y 5 capas apiladas de QD, para $J_{th} = 1000$ A/cm² para longitudes de cavidad de 3.6 mm.⁹² Recientemente, usando 9 capas apiladas de Q-Dashes en un pozo de GaInAsP ($\lambda_g = 1.17 \mu m$), con guías de onda de GaInAsP, se ha conseguido emisión estimulada en CW para láseres de longitud de cavidad de 590 μm y ancho de tira de 2 μm , para una densidad de corriente umbral de 1700 A/cm².⁸³ En los primeros láseres de QD de InAs en InP con guías de onda de AlGaInAs y barreras de InAlAs se llega a temperatura ambiente pero con J_{th} altas 4000A/cm².¹¹⁰ R. H. Wang et al obtienen una J_{th} de 500 A/cm² para un láser de 3 capas apiladas de Dashes de 100 μm de tira de contacto y longitud de cavidad de 3mm a temperatura ambiente.⁸² Estas estructuras están formadas por guías de AlGaInAs que aumentan el confinamiento de los portadores como se comentó anteriormente y se reduce bastante el escape térmico. Además algunos autores, utilizan AlGaInAs para formar un pozo que rodea a los QDASH y mejora la inyección. También en láseres con zona activa de 4 capas apiladas de Dashes, R. Schwertberger y colaboradores⁶⁴, obtienen emisión láser con estructuras muy parecidas a las de R. H. Wang pero con 4 capas apiladas de nanoestructuras, con $J_{th} = 1200$ A/cm² para láseres de 1.3mm de longitud de cavidad. Recientemente, Yang et al. han conseguido emisión láser en 1.7 μm a temperatura ambiente, en CW, en estructuras láser de 5mm de longitud de cavidad con guías de AlGaInAs y apilando 10 capas de hilos cuánticos ($J_{th} = 994$ A/cm²)¹¹¹

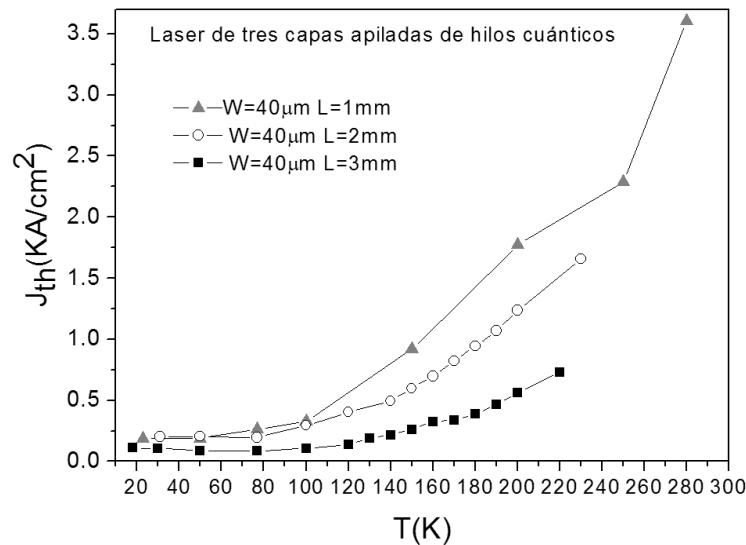


Figura 4.35 Densidad de corriente umbral (J_{th}) de cinco dispositivos láser de área ancha (40 micras de tira de inyección, W) de longitud de cavidad (L) de 1, 2 y 3 mm, respectivamente, en función de la temperatura de trabajo.

La tendencia de la ganancia máxima, g_{max} , de un láser en función de la densidad de corriente nominal, J_{nom} , para la zona de baja ganancia se puede describir como:¹¹²

$$g_{max} = \beta(J_{nom} - J_0)^2, \quad (4.3)$$

Y para la región de ganancia alta:

$$g_{\max} = \beta(J_{\text{nom}} - J_0) , \quad (4.4)$$

donde β es una constante y J_0 es el valor de la densidad de corriente para el cual la g_{\max} se hace cero. La densidad de corriente umbral (J_{th}) se puede escribir en función de estos parámetros como:

$$J_{\text{th}}(A/cm^2) = \frac{J_0 d}{\eta} + \frac{d}{\eta} \left[\frac{1}{\Gamma \beta} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \right]^{1/2} , \quad (4.5)$$

para una dependencia cuadrática de la ganancia con la corriente y como:

$$J_{\text{th}}(A/cm^2) = \frac{J_0 d}{\eta} + \frac{d}{\eta \Gamma \beta} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) , \quad (4.6)$$

para una dependencia lineal de la ganancia con la corriente, donde d es el espesor de la zona activa, η es la eficiencia cuántica y α_i representa las pérdidas internas. El término $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$, se debe a las pérdidas ópticas de la cavidad Fabri-Perot y depende de la longitud de la cavidad (L) y de la reflectividad de los espejos (R). En la expresión de la densidad de corriente umbral también viene reflejada la influencia del factor de confinamiento óptico (Γ).

Las pérdidas ópticas de la cavidad de los diodos láser disminuyen con la longitud de la cavidad, y por tanto, la densidad de corriente umbral es más pequeña en los diodos más largos.

En la **Figura 4.36** se representan dos dispositivos de longitudes de cavidad de 2 y 3 mm, pero esta vez con un ancho de tira de contacto de 15 μm . En este caso se ha atacado una micra de profundidad para formar la mesa. Al igual que en el caso anterior los diodos más largos presentan corrientes umbrales más bajas que los más cortos. Comparando estos resultados, con los de los diodos de área ancha de 40 μm , se puede decir que hay una tendencia a alcanzar emisión estimulada a temperaturas más altas. Esto se puede deber a que el ciclo de trabajo es más bajo que en el caso de los diodos de ancho de tira de 40 μm . Además, en los diodos de mesa de 15 y 5 μm se ha aumentado el espesor de oro de la capa metálica de contacto (3 μm) mejorando la disipación de calor a altas corrientes de inyección y por tanto consiguiendo emisión estimulada a temperaturas más altas.¹¹³

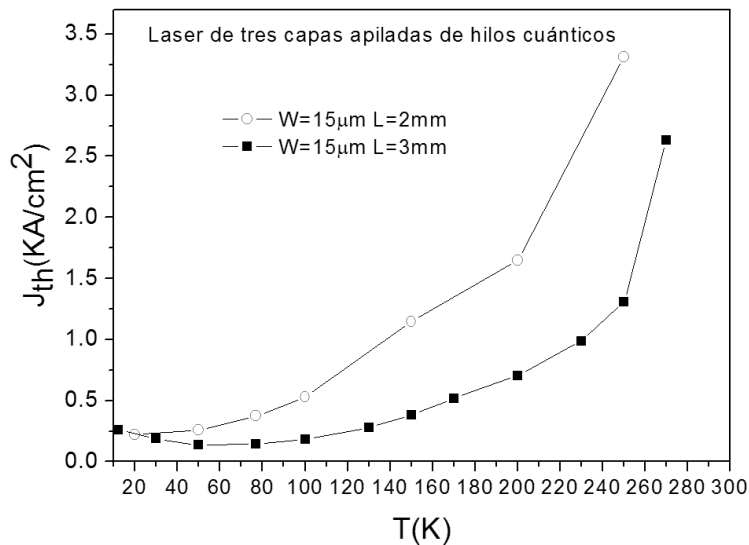


Figura 4.36 Densidad de corriente umbral (J_{th}) de tres dispositivos láser de tira de inyección (W) de 15 micras y longitudes de cavidad (L) de 2 y 3 mm en función de la temperatura de trabajo.

En la **Figura 4.37** comparamos dispositivos de igual longitud de cavidad, es decir, con iguales pérdidas de cavidad, pero con distintas áreas de contacto. Concretamente $L=3\text{ mm}$ y contactos de 5, 15 y 40 μm . Hay que notar que el caso de 40 μm prácticamente no se ataca para formar la mesa, solo se ataca la capa superficial de contacto de GaInAs de alto dopado de 500 Å. En el caso de 5 y de 15 μm se ha atacado una micra de profundidad para guiar la corriente inyectada. La densidad de corriente del láser de 5 μm de ancho de tira, a temperaturas próximas a la ambiente, es más alta que para los láseres de 15 y 40 μm de ancho de tira de contacto. En los láseres en los que se define una mesa muy estrecha, la recombinación superficial en las paredes atacadas puede afectar al funcionamiento del dispositivo. En la superficie quedan enlaces sin unir, no como ocurre en el interior del semiconductor que se encuentran unidos a otros enlaces, creando estados superficiales donde los portadores pueden recombinarse no radiativamente.¹¹⁴ Estas recombinaciones no radiativas se traducen en pérdidas de corriente aumentando así la corriente umbral. Sin embargo los valores de densidad de corriente umbral para $W=15$ y 40 μm son muy parecidos. El hecho de que la emisión láser se consiga a más altas temperaturas para 5 y 15 μm se puede deber a que el ciclo de trabajo es la mitad y por tanto se reducen los efectos térmicos.

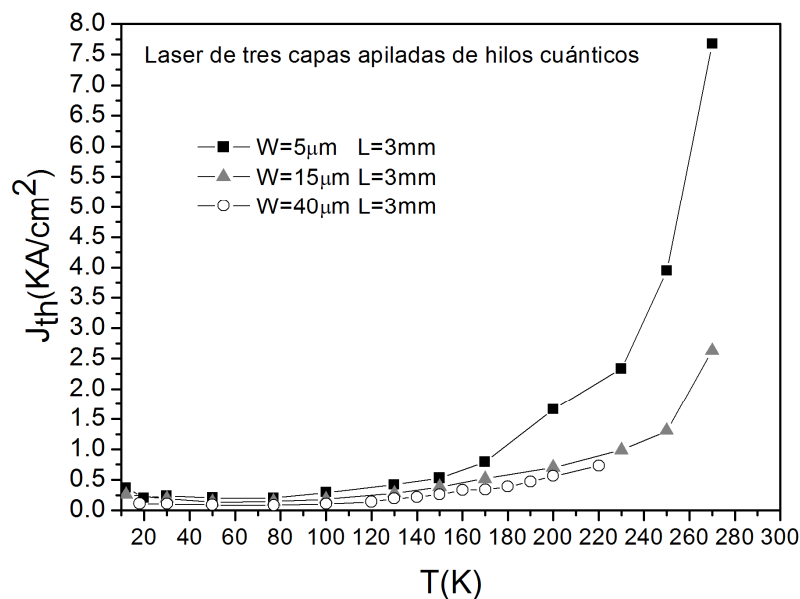


Figura 4.37 Densidad de corriente umbral (J_{th}) de tres dispositivos láser de tira de inyección (W) de 5, 15 y 40 micras respectivamente, de longitud de cavidad (L) de 3 mm, en función de la temperatura de trabajo.

En la **Figura 4.38** se representa las densidades de corriente umbral de dispositivos láser de la estructura de capa simple de hilos cuánticos auto-ensamblados con diferentes longitudes de cavidad y de ancho de tira de inyección. Cabe destacar que estos láseres tienen corrientes umbrales más altas respecto a la epitaxia de tres capas de hilos cuánticos auto-ensamblados. La reducción de la corriente umbral al aumentar el número de capas de hilos cuánticos, está asociado a un aumento de la ganancia modal debido a un aumento del factor de confinamiento óptico (Γ). Resultados similares se han publicado en láseres de QD de InAs/GaAs y láseres de Qdash de InAs/InP.^{115,116} El láser con una de hilos cuánticos en la zona activa, con densidades de corriente más alta, corresponde a $L=1\text{ mm}$ y $W=40\text{ }\mu\text{m}$. Si estudiamos la emisión de estos dispositivos encontramos que la emisión estimulada está asociada a las transiciones de la superred de la guía y no de las nanoestructuras. Debido a las pérdidas ópticas de la cavidad y a que el valor de la ganancia de los hilos cuánticos es muy bajo, no se consigue emisión láser en los niveles energéticos de los hilos cuánticos para longitudes de cavidad menores o iguales a un milímetro. Al aumentar la longitud de la cavidad de los diodos disminuyen las pérdidas ópticas y se obtiene emisión láser asociada a los hilos cuánticos. También hay que notar, que no se consigue emisión láser a temperaturas tan altas como a las que se llega en el caso de tres capas apiladas de hilos cuánticos ya que el escape térmico

de niveles en energía más próximos a las barreras, reduce la población de portadores en los hilos cuánticos. Como se mencionó anteriormente, la densidad de corriente umbral depende de la reflectividad de los espejos, ya que las pérdidas ópticas de la cavidad disminuyen al aumentar la reflectividad de los mismos. En colaboración con la empresa Bookham Technology, se ha aplicado un recubrimiento reflectante a los espejos de algunos de los dispositivos de la muestra de capa simple. La reflectividad de los espejos puede llegar a un valor entre 0.7-0.8 para las longitudes de onda de emisión de los hilos cuánticos. El dispositivo que se representa en la **Figura 4.38** con el nombre de HR (del inglés High Reflectivity) tiene estos recubrimientos reflectantes. La J_{th} se ha reducido a valores tan bajos como $<1\text{KA/cm}^2$ a 230K, lo que permite alcanzar emisión láser a temperaturas superiores incluso comparado con diodos con longitud de cavidad más larga.

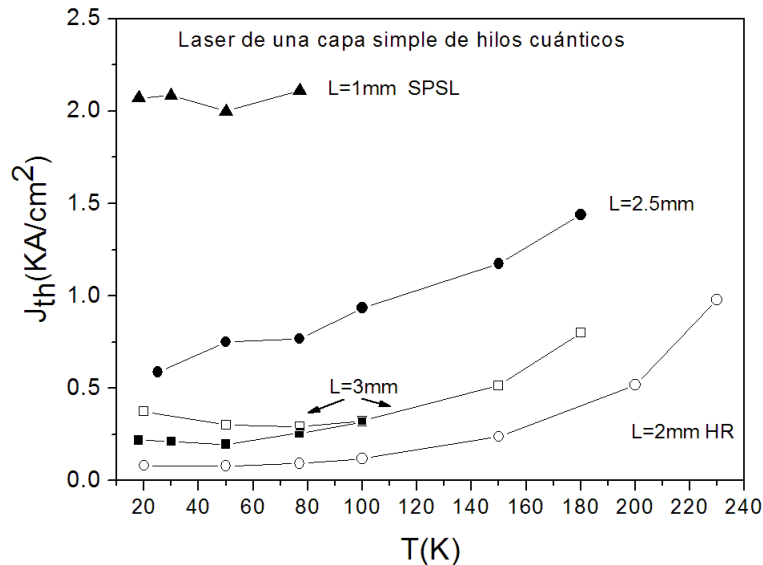


Figura 4.38 Densidad de corriente umbral (J_{th}) de dispositivos láser con una capa simple de hilos cuánticos en función de la temperatura. Se representan diferentes longitudes de cavidad (L) y dos anchos de tira de inyección de 40 micras (símbolos en negrilla) y 15micras (símbolos abiertos). El láser con recubrimiento reflectante (HR) presenta la J_{th} más baja.

Podemos resumir las medidas de la densidad de corriente umbral en función de la temperatura en los siguientes puntos:

1. Los láseres de una capa simple de hilos cuánticos muestran una rápida saturación de la ganancia y no permiten la emisión estimulada de los niveles energéticos de los hilos cuánticos para dispositivos con $L \leq 1\text{mm}$. La emisión estimulada para dispositivos con una capa simple de hilos cuánticos con $L=1\text{mm}$, medido a 1172 nm (en el rango de 18K-100K), corresponde a la guía de ondas. La misma estructura láser con $L=3\text{mm}$ tiene una densidad de corriente J_{th} 2.3 veces mas baja y la emisión estimulada está alrededor de 1430 nm (en el rango de 18K-100K) procedente de niveles de energía de estados excitados de los hilos cuánticos. Las longitudes de emisión se derivan de las medidas de los espectros de emisión de los láseres que se mostrarán a continuación en el correspondiente apartado.
2. Láseres con tres capas apiladas de hilos cuánticos muestran densidades de corriente umbral que son un orden de magnitud menor que la de los dispositivos de una capa simple de hilos cuánticos. La temperatura máxima a la que operan estos láseres es de 220-280K mientras que para los de capa simple es de $\sim 100\text{K}$. Para obtener emisión láser a temperatura ambiente se necesitan corrientes más altas en cuyo caso los efectos térmicos son muy importantes. Se observa emisión estimulada a 270K para dispositivos de $15\mu\text{m} \times 3000\mu\text{m}$, cuando se baja el ciclo de trabajo al 0.05% con una densidad de corriente umbral de 2kA/cm^2 .

Por tanto, se puede concluir de estas medidas que:

1. La densidad de corriente baja cuando se apilan más de una capa de hilos cuánticos
2. La densidad de corriente baja cuando se hacen las cavidades ópticas más largas y/o se introducen recubrimientos reflectantes a los espejos.
3. Los efectos que limitan el funcionamiento de los láseres son dos: efectos de saturación en la ganancia y efectos de calentamiento del dispositivo.

En la **Figura 4.39** se representa la densidad de corriente umbral de diferentes estructuras láser en función del año, comentadas en el capítulo introducción. Se ha incluido el valor de la $J_{th} = 2 \text{KA/cm}^2$ para nuestro dispositivo de $L = 3 \text{mm}$ y $W = 15 \mu\text{m}$, medido a 270K para comparar este valor con los que se barajan a nivel mundial.

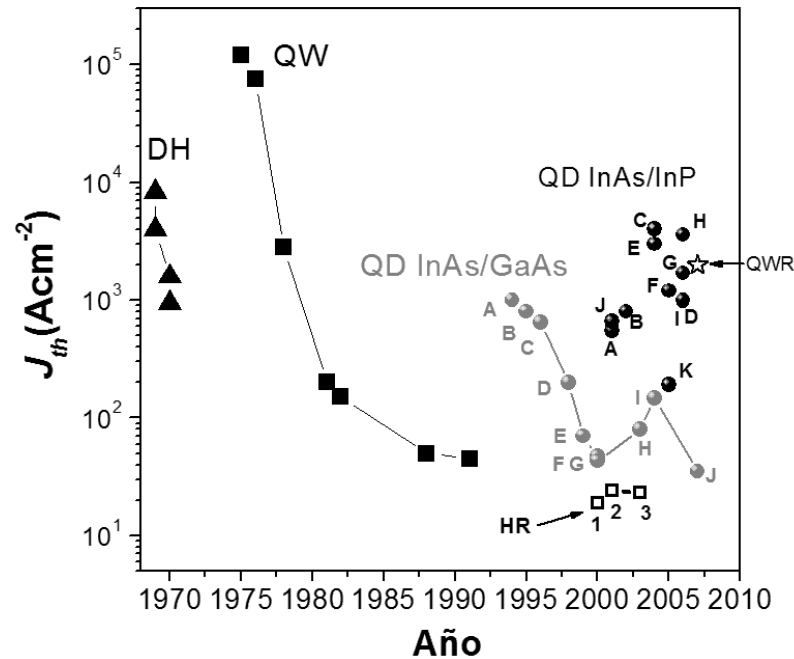


Figura 4.39 Representación de la densidad de corriente umbral (J_{th}) en función del año. Los valores de J_{th} para la doble heteroestructura (DH) en sentido descendente corresponden a los autores: Panish, Z. I. Alferov, I. Hayashi, y Z. I. Alferov. Para los pozos cuánticos (QW): Van der Ziel, R. C. Millar, R. D. Dupuis, W. T. Tsang, Z. I. Alferov y N. Chand. En el caso de puntos cuánticos de InAs en GaAs: N. Kistaedtler (A), H. Shoji (B), K. Kamath (C), D. J. Mowbray (D), A. E. Zhukov (E), K. M. Groom (F), Stintz (G), I. R. Sellers (H), A. R. Kovsh (I) y T. J. Badcock (J). y con recubrimientos reflectantes (HR): Gyoungwon Park (1), X. Huang (2), Lui(3). En el caso de puntos cuánticos de InAs en InP: R.H.Wang (A), Schwertberger (B), Jin Soo Kim (C), X.R. Yang (D), J. W. Jang, (E), F. Lelarge (F), G. Moreau (G), S. Anantathanasarn (H) (I), H. Saito (J) P. Caroff (K). El punto marcado con una estrella y QWR, es el que hemos obtenido para 270K de 2KA/cm^2

Como se puede ver, nuestro valor de densidad de corriente umbral es muy parecido al obtenido por otros autores con nanoestructuras similares.

4.3.5.3 Densidad de corriente de transparencia (J_0).

Si se representa la densidad de corriente umbral en función del inverso de la longitud de la cavidad láser y tomando la ordenada en el origen, obtenemos un parámetro que se define como densidad de corriente de transparencia umbral (J_0). Este parámetro es independiente de la geometría del láser y sirve para comparar la calidad de diferentes materiales semiconductores a partir de los

cuales se fabrican distintos láseres. J_0 se puede entender como: la densidad de corriente umbral que tendría un láser teórico de longitud de cavidad infinita sin pérdidas ópticas de la cavidad. En la **Tabla III** se muestra J_0 en función de la temperatura para el caso de ancho de tira de 40 μm y de 15 μm de la estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos. Hay que notar que en el caso de los hilos cuánticos, se sintonizan diferentes niveles energéticos con la longitud de la cavidad. Esto hace que el ajuste de la J_{th} en función de la longitud de la cavidad no se exactamente para en mismo nivel energético. A medida que se aumenta la temperatura, los valores de J_0 van aumentando debido a efectos térmicos producidos por las altas corrientes de inyección. A 20K, la SPSL atrapa portadores haciendo que la corriente umbral aumente un poco y por tanto la J_0 . Los valores que se encuentran afectados en menor medida por estos efectos son los obtenidos para 50K y 77K. Se puede comprobar un mayor valor de J_0 para los láseres de 15 μm de ancho de tira de contacto respecto a los de 40 μm . Este incremento se debe a la recombinación superficial en las paredes de la mesa que se produce en el caso de 15 μm y no en el de 40 μm , y a que el diodo de 40 μm disipa el calor de forma más eficaz.

Tabla III. Corriente de transparencia (J_0) en función de la temperatura en promedio para láseres de tres capas apiladas de hilos cuánticos con anchos de tira W de 40 y 15 μm .

$W = 40 \mu\text{m}$		$W = 15 \mu\text{m}$	
$T(K)$	$J_0 (A/cm^2)$	$T(K)$	$J_0 (A/cm^2)$
20	69 +/- 6	20	52 +/-5
50	28 +/-5	50	46 +/-5
77	25 +/-20	77	106 +/-10
100	38+/- --	100	140+/- --
200	126+/- --	150	360+/- --
250	600+/- --	200	1280+/- --

4.3.5.4 Eficiencias.

A parte de que sea deseable obtener emisión láser a una corriente lo más baja posible, también lo es el obtener más y más luz con el mínimo de corriente consumida. Un dispositivo eficiente será el que tenga una buena conversión entre la corriente consumida y la potencia de luz emitida. Una medida directa de esta eficiencia se obtiene de la pendiente de la curva potencia de luz frente a corriente de inyección (dP/dI) por encima de valores de la corriente umbral o lo que es lo mismo en régimen de emisión estimulada. Esta pendiente se mide en mili vatios por miliamperio (mW/mA) y a partir de su valor se pueden determinar otros parámetros que se definen a continuación.

Eficiencia cuántica diferencial externa.

La eficiencia cuántica diferencial externa (η_d) da cuenta en porcentaje de la eficiencia de un láser en convertir los pares electrón-hueco inyectados (corriente inyectada) en fotones emitidos por el dispositivo (luz emitida). Un dispositivo ideal sería aquel que convierte el cien por cien de la corriente inyectada en luz sin ninguna generación de calor, siendo por tanto su $\eta_d = 100\%$. En este caso la recombinación de cada par electrón hueco resultaría en la generación de un fotón. Este fotón viaja a través de la guía de ondas del láser y finalmente es emitido contribuyendo así a la potencia de luz del dispositivo. En un láser real parte de los fotones generados contribuyen a la luz emitida y parte contribuyen a otras formas de energía que no son deseadas como el calor. Si comparamos la pendiente que tendría un láser real con uno ideal, podemos definir la eficiencia cuántica diferencial externa como:

$$\eta_d = \frac{dP}{dI} \left[\frac{q\lambda}{hc} \right], \quad (4.7)$$

donde, λ es la longitud de onda de la luz generada, q es la carga eléctrica del electrón, h es la constante de Planck y c es la velocidad de la luz.

La densidad de corriente umbral y la eficiencia cuántica diferencial externa ambas dependen de la longitud de la cavidad del diodo láser.

Eficiencia cuántica interna.

La eficiencia cuántica interna (η_i) es un parámetro que determina la eficiencia de un láser en convertir pares electrón hueco en fotones. A diferencia con η_d , η_i no depende de las propiedades geométricas del láser como la longitud de la cavidad o el ancho de la tira de contacto. Este parámetro proporciona información de la calidad del semiconductor del que está hecho el dispositivo. La eficiencia cuántica interna se determina representando el inverso de la eficiencia cuántica diferencial externa en función de la longitud de la cavidad del láser y tomando la ordenada en el origen, cuyo inverso es la eficiencia cuántica interna en tanto por ciento. Ambas eficiencias se relacionan de la siguiente manera:

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left[1 + \alpha_i \frac{L}{\ln\left(\frac{1}{R}\right)} \right], \quad (4.8)$$

donde α_i son las pérdidas internas, R la reflectividad de los espejos del dispositivo y L es la longitud de la cavidad láser.

La eficiencia cuántica interna da cuenta de la eficiencia de un láser en convertir los pares electrón hueco en fotones. Pero no todos los fotones generados llegan a salir del dispositivo y son emitidos en forma de luz. Por tanto el valor de la eficiencia cuántica externa es menor que el de la eficiencia interna. El cociente η_d / η_i es la fracción de fotones emitidos por el dispositivo respecto al número de fotones generado en el láser.

Pérdidas internas (α_i).

La luz que se propaga a través de la cavidad del diodo láser sufre las mismas pérdidas que cualquier luz que se propaga en una guía de ondas. El valor de estas pérdidas se puede determinar experimentalmente a través de la pendiente del ajuste lineal del inverso de la eficiencia cuántica diferencial externa frente a la longitud de la cavidad láser.

Para calcular la eficiencia externa de los dispositivos, hay que calcular con gran precisión la potencia de luz de salida. En nuestro caso, los dispositivos están dentro del criostato y debido a la configuración de nuestro montaje experimental, es imposible la medida directa de toda la luz que emite el láser, por tanto, nuestra medida será aproximada. Las pérdidas a tener en cuenta son: pérdidas en la ventana de cuarzo del criostato, en la lente de enfoque y en el detector. Además hay que normalizar las medidas con la curva de sensibilidad del detector de GaInAs en función de la longitud de onda del láser que se esté considerando. Como la medida es en modo de corriente pulsada, hay que considerar la respuesta del detector en función de la frecuencia de excitación. Teniendo en cuenta todas estas limitaciones, y para mayor aproximación al valor real de la medida, se han medido unos láseres de punto cuántico con eficiencia conocida como referencia, en las mismas condiciones. Como se puede ver en la **Tabla IV** para el caso del láser con una sola capa de hilos obtenemos una eficiencia externa muy baja. Solo para el caso de longitud de cavidad de 3mm y ancho de tira de 15 μm , llegamos a una eficiencia del 30 %. Los dispositivos de 15 μm presentan eficiencias más altas, debido probablemente, a que el ciclo de trabajo es la mitad que el utilizado para los dispositivos de ancho de tira 40 μm , lo cual hace que se calienten menos. En el caso del láser de 15 μm de ancho de tira y 2 mm de longitud con recubrimientos de alta reflectividad (HR), se llega a una eficiencia del 62 %.

Tabla IV. Valores de η_d de la estructura láser con una capa de hilos cuánticos para anchos de tira de 15 y 40 μm .

W(μm)	L(mm)	η_d (%)
15	2 HR	62
15	3	30
40	2.5	12
40	3	17

En el caso de los dispositivos láser con tres capas de hilos cuánticos apiladas, los valores de la eficiencia externa que se obtienen, en general, son más altos. La eficiencia de los dispositivos aumenta al disminuir la longitud de la cavidad y especialmente cabe destacar una eficiencia externa del 80% para el caso del láser de 5 μm de ancho de tira y de 3mm de longitud de cavidad (**Tabla V**).

Tabla V. Valores de η_d de la estructura láser se tres capas apiladas de hilos cuánticos para anchos de tira de 15, 40 y 5 μm .

W(μm)	L(mm)	η_d (%)
15	3	12
15	2	38
40	3	12
40	2	35
40	1	40
5	3	80

Hay que notar que para calcular los valores de eficiencia de forma más precisa, es necesario hacer más estadística. Teniendo en cuenta los valores de la eficiencia externa, se ha calculado un valor de las pérdidas de 15 cm^{-1} y de la eficiencia interna del 46%, para la estructura láser de tres capas de hilos cuánticos apiladas en la zona activa. Estos valores son solo aproximados ya que se obtienen del ajuste de la eficiencia externa en función de la longitud de la cavidad. Y como se ha dicho antes, al variar la longitud de la cavidad láser se sintonizan niveles de energía diferentes. Wang et al, han publicado valores de eficiencia interna de entre 52-66% y de pérdidas internas de $9.2\text{-}10.5 \text{ cm}^{-1}$ en estructuras láser con zona activa de QDashs y guías de onda de AlGaInAs.⁸² En láseres de QD con guías de GaInAsP¹⁰⁹, se han obtenido eficiencias internas del 43% (37%) y pérdidas internas de 16 cm^{-1} (4.2 cm^{-1})⁹².

4.3.5.5 Temperatura característica (T_0).

En muchas aplicaciones es importante que los diodos láser funcionen correctamente a temperatura ambiente y sean lo más estables posible cuando hay variaciones de la misma. Esto es muy importante en láseres de alta potencia donde el calor generado puede elevar la temperatura del dispositivo significativamente. Es importante que el material semiconductor no se degrade cuando el dispositivo trabaje a altas temperaturas. La temperatura característica de un láser, T_0 , mide la sensibilidad del dispositivo a la temperatura. Altos valores de T_0 implican que tanto la densidad de corriente umbral como la eficiencia cuántica diferencial externa van a cambiar poco con la temperatura lo que se traduce en dispositivos estables. Midiendo la densidad de corriente umbral a varias temperaturas se puede extraer el valor de la temperatura característica ya que están relacionadas mediante la siguiente expresión:

$$J_{th} = J_0 e^{\frac{T}{T_0}}, \quad (4.9)$$

Representando el logaritmo neperiano de la densidad de corriente umbral en función de la temperatura, se puede obtener el valor de T_0 del inverso de la pendiente. En la **Figura 4.38** se representa dichos valores correspondientes al láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos.

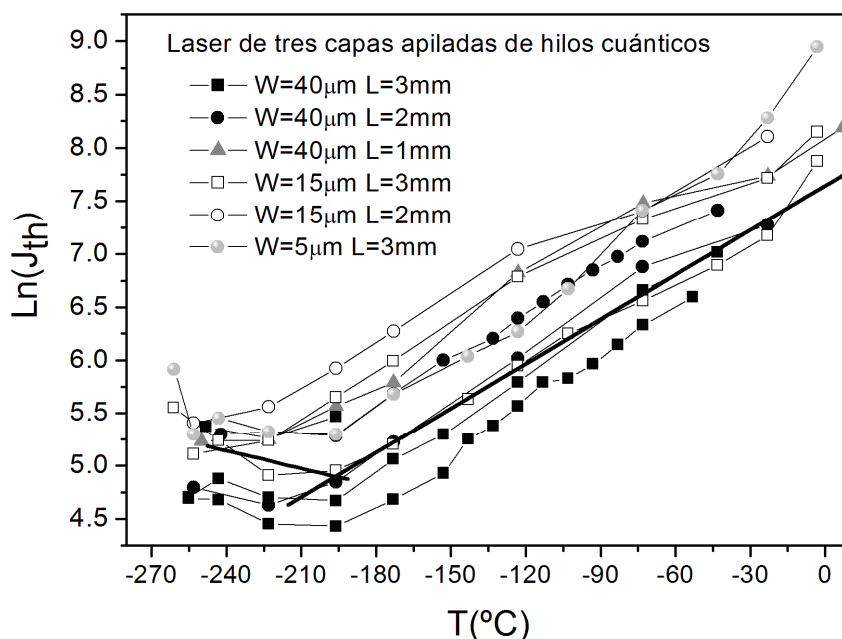


Figura 4.40 Logaritmo neperiano de la densidad de corriente umbral de la epitaxia láser de tres capas apiladas de hilos cuánticos. Se pueden distinguir dos regímenes más o menos lineales en dos rangos de temperatura señalados mediante un ajuste lineal.

Se pueden distinguir dos comportamientos lineales, en dos rangos de temperatura. De 12K (-255°C) a 77K (195°C) los láseres son muy estables con valores de T_0 muy altos. Esto se debe a que la superred, a muy bajas temperaturas, atrapa portadores. A medida que se aumenta la temperatura, estos portadores tienen energía suficiente para difundirse por las superredes y llegar a los hilos cuánticos donde recombinan, compensando así el escape térmico. Incluso para este rango de temperaturas hay diodos que presentan T_0 negativos. De 77K (-195°C) hasta 280K (7°C) los diodos muestran unos valores de T_0 entre 60K y 78K. Valores sensiblemente más bajos debido al escape térmico y al calentamiento del dispositivo. Los resultados de la temperatura característica se muestran en la tabla **Tabla VI**. Los diodos de ancho de tira de contacto de 15 μm presentan las temperaturas características más altas, probablemente a que se calienten menos debido a la reducción en el ciclo de trabajo.

Los estados excitados de los hilos cuánticos son más sensibles a la temperatura que los estados fundamentales, ya que el escape térmico de los portadores de estos niveles a las barreras es más fácil y hace incrementar la corriente umbral al aumentar la temperatura. Si se apilasen más capas y se aumentara suficientemente la ganancia del estado fundamental como para obtener emisión estimulada, se espera que el valor de T_0 sea aún más alto.

Tabla VI. Valores de T_0 de la estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos para anchos de tira de 5, 15 y 40 μm .

W(μm)	L(mm)	T_0 (K)
15	3mm	78 +/- 0.7
15	2mm	78.5 +/- 0.04
40	3mm	63 +/-0.8
40	2mm	66 +/-2
40	1mm	76 +/-0.7
5	3mm	55 +/-3

En QDashs se ha obtenido un T_0 de 84K⁶⁴ y en QD de 47K¹¹¹, ambos valores en estructuras láser con Guías de AlGaInAs sobre substratos de InP. Se ha estudiado el valor de T_0 en función del número de capas apiladas de QDashs en láseres con guías de GaInAsP sobre substratos de InP y se concluye que el T_0 aumenta ligeramente al apilar más capas, obteniendo valores de 60, 64 y 70K para 6, 9 y 12 capas, respectivamente.¹¹⁶

En el caso de láseres de puntos cuánticos de In(Ga)As/GaAs se consiguió un valor de T_0 de 161K en el 2002, gracias a la influencia de modulación de dopado tipo P en láseres con emisión en 1.3 μm .¹¹⁷ Nuestros láseres presentan valores de T_0 comprendidos entre 63K y 78K, salvo el láser con $W=5\mu\text{m}$. Hay que tener en cuenta que el láser de $W=5\mu\text{m}$ tiene pérdidas importantes en el contacto. De la serie de una capa simple de hilos apilados no se puede afirmar con exactitud acerca del valor de la temperatura característica porque el rango de temperaturas en el cual se obtiene un ajuste lineal razonable es bastante corto (**Figura 4.41**). En la **Tabla VII** se dan los valores de algunos de los láseres. Solo es comparable el valor del láser al que se le ha aplicado el recubrimiento reflectante, que alcanza un valor de 71K, cercano al obtenido para los láseres de tres capas apiladas de hilos cuánticos.

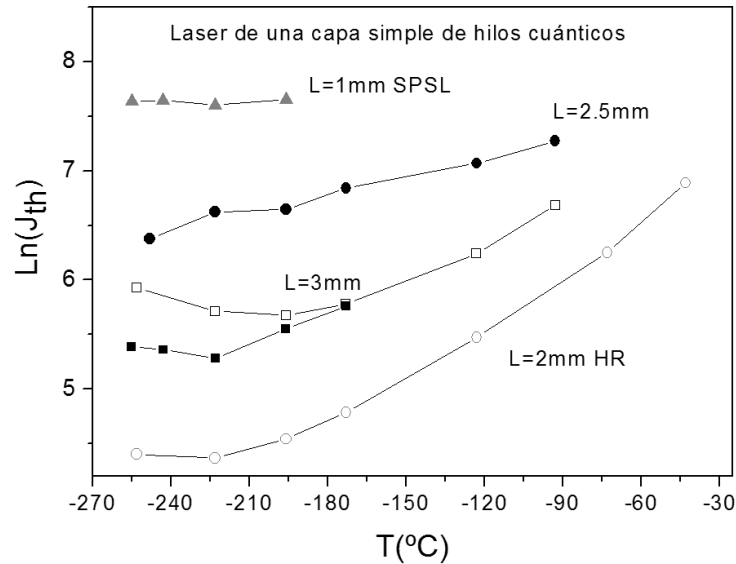


Figura 4.41. Logaritmo neperiano de la densidad de corriente umbral de la epitaxia láser de una capa de hilos cuánticos. Se representan diferentes longitudes de cavidad (L) y dos anchos de tira de inyección de 40 micras (símbolos en negrilla) y 15micras (símbolos abiertos).

Tabla VII. Valores de T_0 de la estructura láser con una capa de hilos cuánticos para anchos de tira de 15 y 40 μm .

W(μm)	L(mm)	T_0 (K)
15	2 HR	71 +/- 4
15	3	103 +/- 15
40	2.5	173 +/- 8
40	3	201 +/- 9

4.3.5.6 Longitud de onda del pico de emisión y espectro.

La forma del espectro óptico de los diodos láser depende de las características particulares de su cavidad óptica. Muchos de los dispositivos convencionales guiados por ganancia o por índice, muestran un espectro con picos múltiples. El número de líneas espectrales que un láser es capaz de mantener depende de las dimensiones de la cavidad y de la corriente a la que opera. Los láseres multimodo presentan varios picos alrededor de la longitud de onda de emisión. El campo óptico que se propaga a lo largo de la cavidad forma una onda estacionaria entre los dos espejos de la cavidad láser. El periodo de oscilación está determinado por la distancia entre los dos espejos (L). La onda estacionaria solo resuena constructivamente cuando el valor de L coincide con un número entero de veces la mitad de su longitud de onda. Por tanto solo existirán los modos longitudinales en la cavidad que cumplan que:

$$\lambda_m = \frac{2L}{m}, \quad (4.10)$$

donde m es un entero. Dos modos longitudinales adjuntos están separados por un incremento de longitud de onda de:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2nL}, \quad (4.11)$$

donde n es el índice de refracción del material, y λ_0 la longitud de onda de emisión en la que se centra el espectro aumenta con la temperatura.

El sistema experimental para medir la electroluminiscencia de los diodos láser es prácticamente el descrito para las medidas de la potencia de luz salvo que en este caso se hace uso de un monocromador justo antes del detector para medir la intensidad de la luz asociada cada longitud de onda y obtener así el espectro. Este monocromador es un modelo SPEX 1404 doble de alta resolución con una distancia focal de 0.85 metros. Este modelo permite resolver la distribución de modos de la luz espontánea de las estructuras láser (**Figura 4.42**).

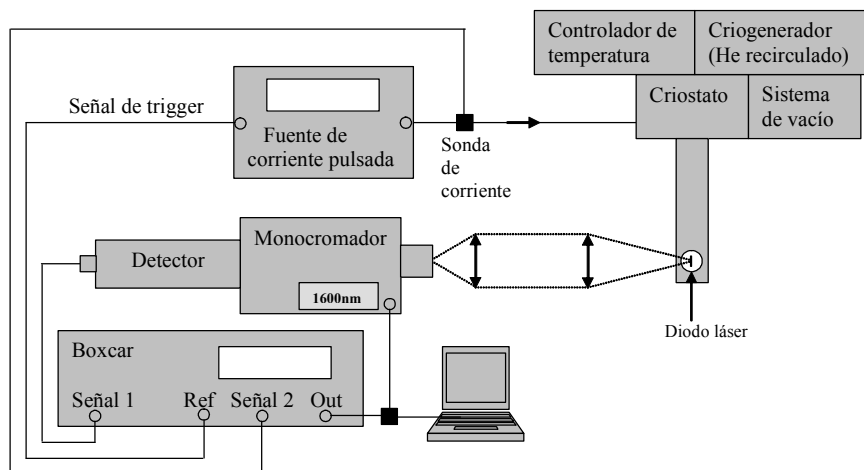


Figura 4.42 Esquema del montaje experimental para la medida de electroluminiscencia.

La **Figura 4.43** muestra el espectro de electroluminiscencia (EL) de un láser de área ancha ($40\ \mu\text{m}$) con tres capas apiladas de hilos cuánticos, excitado con corriente pulsada de 35 mA a 1040 mA ($1.08I_{\text{th}}$) a 200K. La emisión de EL consiste en un pico ancho cuyo máximo se mueve desde 1750 nm (0.700 eV) a 1620 nm (0.765 eV) cuando la corriente aumenta. Este comportamiento se debe a la presencia de diferentes familias de hilos cuánticos, que difieren en 1MC de altura.^{94, 118} A bajas corrientes, solo se observa la recombinación de los niveles fundamentales de las diferentes familias. Según aumenta la corriente de inyección, los niveles fundamentales saturan y los niveles excitados empiezan a contribuir a la señal de EL. Se observa emisión estimulada por encima de 820 mA a 1610 nm, probablemente asociada a la emisión de estados excitados. La ganancia de los estados fundamentales se satura antes de alcanzar la condición del umbral, por lo que hay que inyectar más para conseguir que las pérdidas sean iguales a la ganancia. Esto ocurre cuando se pueblan los estados excitados.

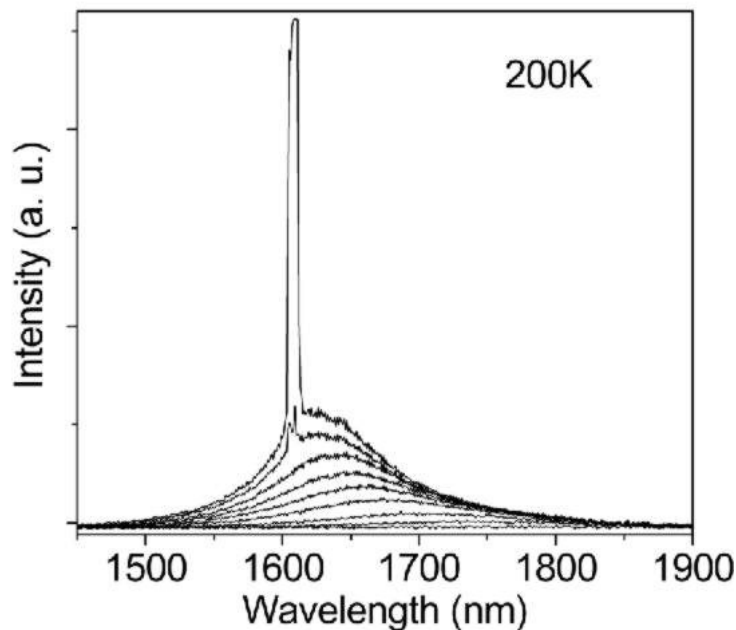


Figura 4.43. Espectro de electroluminiscencia de un láser con tres capas de hilos cuánticos apilada, con una longitud de cavidad de $L=2\text{mm}$ para corrientes de inyección de 35, 90, 200, 390, 540, 640 820, 960 y 1040 mA a 200 K. por encima de 820 mA se observa emisión láser a 1610 nm.

Los espectros de electroluminiscencia que se muestran en la **Figura 4.44** y en la **Figura 4.45** corresponden a un dispositivo láser de tres capas aplicadas de hilos cuánticos con tiras de contacto de $15\ \mu\text{m}$ y una longitud de cavidad de 2 mm. Para cada temperatura se representan curvas correspondientes a valores crecientes de corriente de inyección. A 250K se consigue emisión estimulada a pesar de que no se representa en la figura, mientras que a 300K todos los espectros de EL son de luz espontánea. Para el resto de temperaturas se puede ver claramente el pico de EL en régimen láser más estrecho.

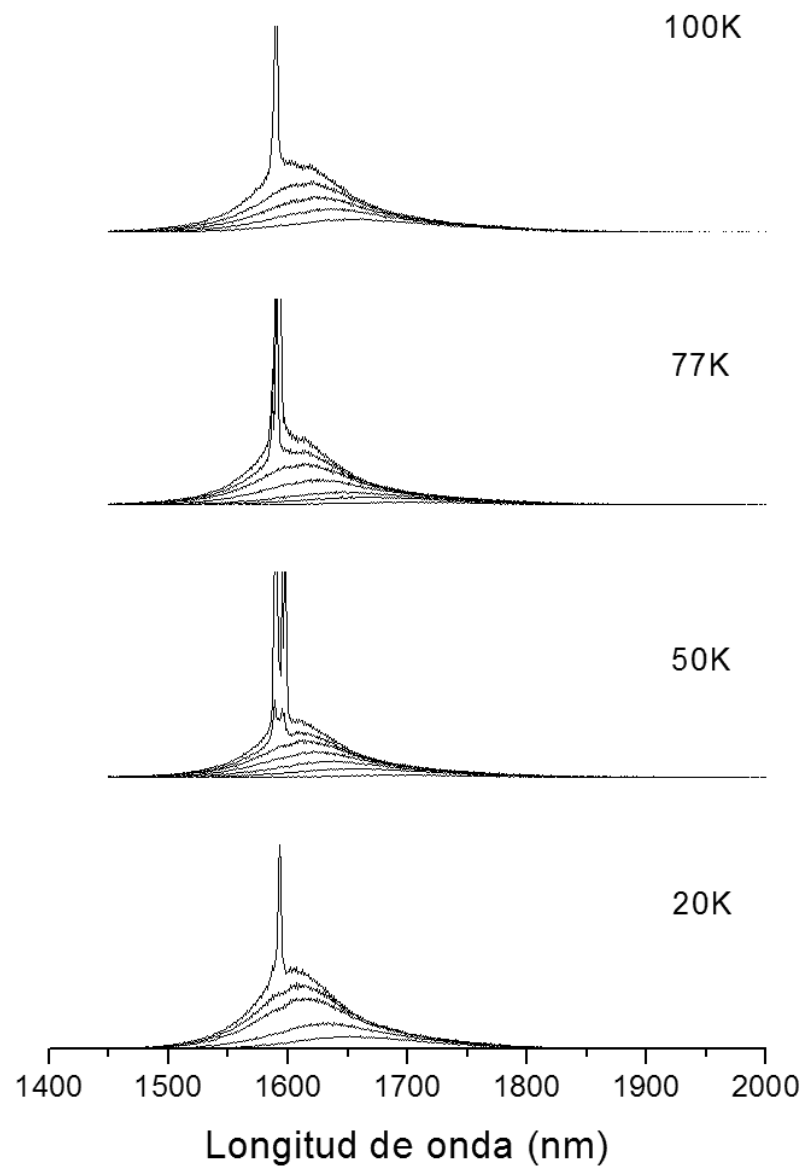


Figura 4.44 Espectros de electroluminiscencia (EL) de un dispositivo láser de tres capas apiladas de hilos cuánticos medidos a varias corrientes de inyección. Temperaturas de trabajo del diodo a 20K, 50K, 77K y 100K, respectivamente.

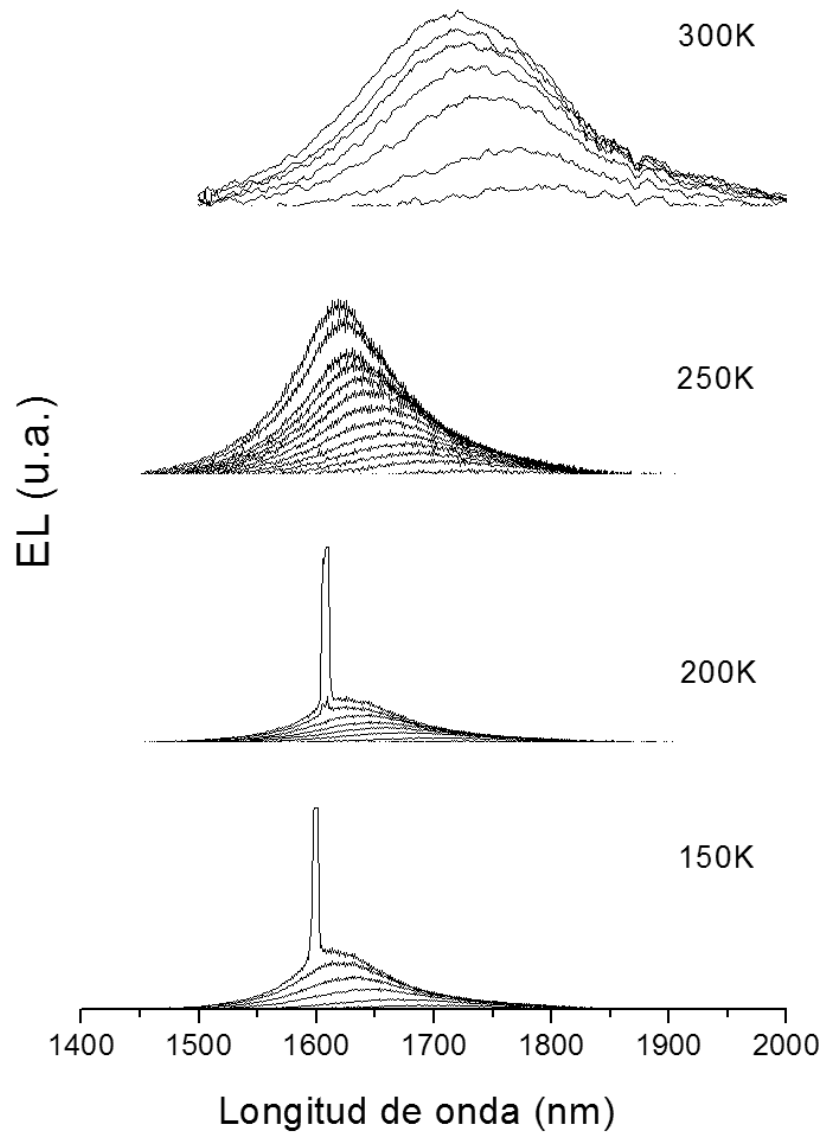


Figura 4.45 Espectros de electroluminiscencia (EL) de un dispositivo láser de tres capas apiladas de hilos cuánticos medidos a varias corrientes de inyección. Temperaturas de trabajo del diodo a 150K, 200K, 250K y 300K, respectivamente.

En la **Figura 4.46** representa la longitud de onda de la emisión estimulada para láseres con una y tres capas apiladas de hilos cuánticos. Como se puede ver, la longitud de onda correspondiente a la emisión láser casi no varía con la temperatura. Por un lado, al aumentar la temperatura, la emisión láser debe desplazarse a longitudes de onda más larga, debido a una disminución del “gap”, pero también se pueblan niveles de energía más alta con que se tiende a disminuir la longitud de onda de emisión. Estos dos efectos contrapuestos hacen que la emisión sea más estable con la temperatura.

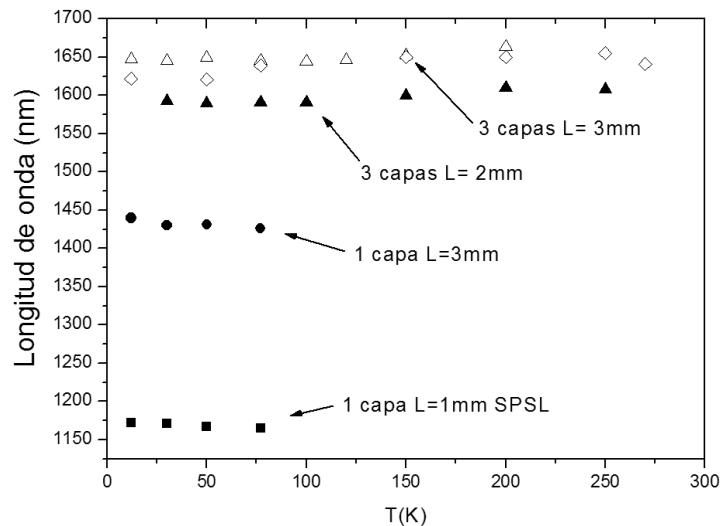


Figura 4.46 Longitud de onda de emisión láser en función de la temperatura. Para láseres de una y tres capas apiladas de hilos cuánticos y longitudes de cavidad de 1, 2 y 3mm.

En la **Figura 4.47** se representan los espectros de EL de estructuras láser de una capa y tres capas apiladas de hilos cuánticos. Para el láser de una capa de hilos cuánticos, se obtiene luz estimulada de los hilos cuánticos para longitudes de cavidad mayores de un milímetro. Como se ve en la figura, el láser de una capa de hilos cuánticos con longitud de cavidad de un milímetro, tienen su emisión centrada en 1150nm, que corresponde a la longitud de onda asociada a transiciones en niveles de la SPSL. Efectivamente, estos láseres que presentan corriente umbrales muy elevadas, como se ha visto en el apartado anterior, no son láseres de hilos cuánticos. Al ser la cavidad corta, la ganancia de los hilos cuánticos satura, llegándose a la condición umbral en niveles de inyección para los cuales los portadores pueblan los niveles de la guía. Así la inversión de población se consigue aumentando mucho la inyección y el láser se comporta como un láser de doble heteroestructura (DH). Cuando se aumenta la longitud de cavidad a 3mm, se observa un pico de EL en régimen láser asociado con estados energéticos excitados de los hilos cuánticos, ya que para estas cavidades no se satura la ganancia a estos niveles energéticos. También se observa un pico de EL asociado a la guía de ondas lo que da cuenta de que cierta inyección se recombina en la guía de ondas. En el caso de los láseres con tres capas de hilos apiladas, no se observa luz asociada con la guía de ondas. La emisión correspondiente a los niveles energéticos de los hilos cuánticos se produce a longitudes de onda mas larga que en el caso de una capa simple lo que significa que al aumentar la zona activa se consigue emisión estimulada de niveles energéticos más bajos en energía, como era de esperar.

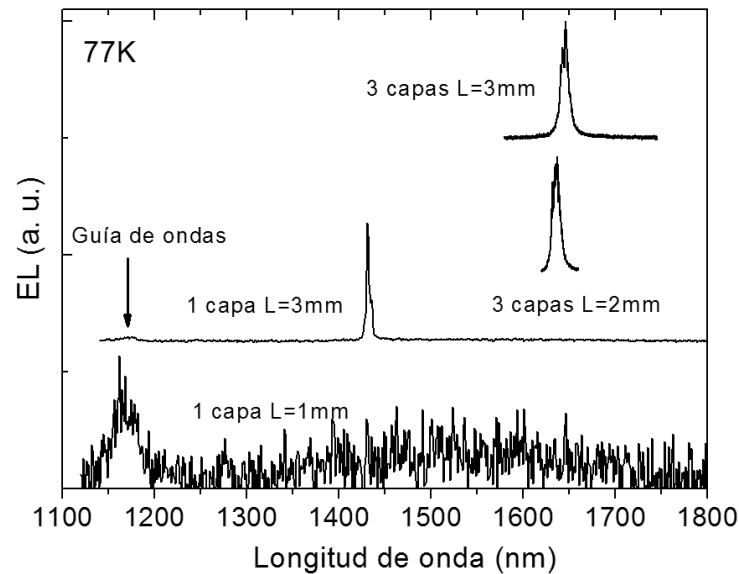


Figura 4.47 Espectro de emisión láser a 77 K de estructuras de una y tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa. Para la estructura de una capa de hilos cuánticos y $L=1\text{mm}$ la emisión láser corresponde a niveles energéticos asociados a la guía de ondas.

4.3.5.7 Divergencia del haz láser.

Es importante conocer la distribución de campo lejano de los láseres de semiconductor sobre todo en aplicaciones que requieran el acoplo a fibras ópticas, ya que determina la eficiencia de este acoplamiento. Se ha medido el campo lejano de los dispositivos láser con ayuda de un goniómetro (Figura 4.48).

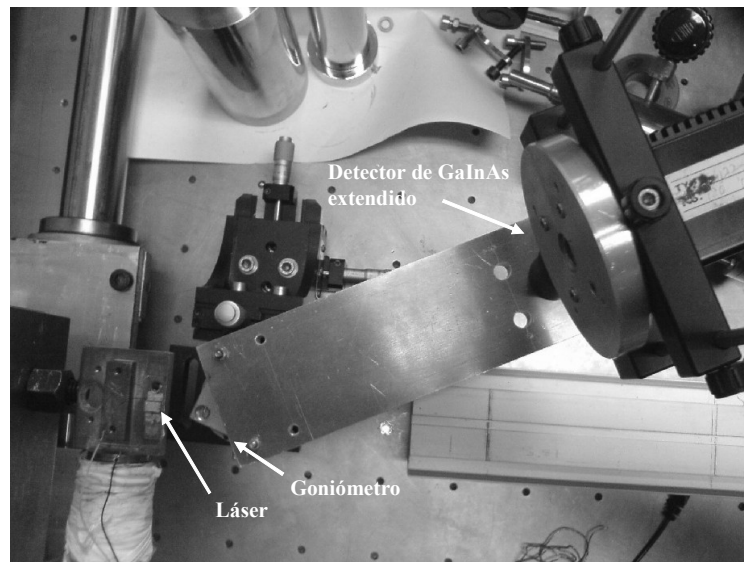


Figura 4.48 Fotografía del montaje experimental para medir la distribución de campo lejano resuelto en ángulo. En este caso se muestra la medida paralela a los planos de la epitaxia. Se muestra el criostato sin camisa para dar detalle del diodo láser y los contactos eléctricos para la inyección de corriente.

Para ello, se ha medido la distribución de intensidad de campo óptico en la dirección paralela a los planos de crecimiento y perpendicular a los mismos (transversal). Además se ha medido la distribución de campo lejano de un dispositivo láser de tres pozos de GaInAs como comparación con los láseres de hilos cuánticos. Como los láseres de pozo emiten a temperatura ambiente se han medido con y sin criostato y así se ha podido valorar el efecto de éste, en nuestra medida de la distribución de campo, y sobre todo se ha sido posible estimar las pérdidas por absorción en la ventana de cuarzo.

En la **Figura 4.49** se muestran los resultados de la medida del campo óptico resuelto en ángulo para el caso del láser de pozos cuánticos de GaInAs confinado por SPSL. Se muestra la medida de la distribución de campo óptico dentro y fuera del criostato. La distribución del campo óptico lejano no es simétrica respecto a las direcciones paralela y perpendicular a los planos de crecimiento. En la **Figura 4.31** se puede ver el esquema de la emisión láser donde se definió θ_{\parallel} y θ_{\perp} , respectivamente. En la dirección paralela a los planos de la heteroestructura, la zona activa está definida por el ancho de la mesa de inyección del láser (de 40 μm , para dispositivos de área ancha). La luz láser define un cierto ángulo de dispersión, θ_{\parallel} , a la salida del dispositivo que depende del tamaño de la zona que la confina. En el caso de la dirección transversal, la zona activa está definida por el ancho de la guía de ondas del láser (aproximadamente una micra) con lo que en ángulo de dispersión de la luz, θ_{\perp} , es mayor.

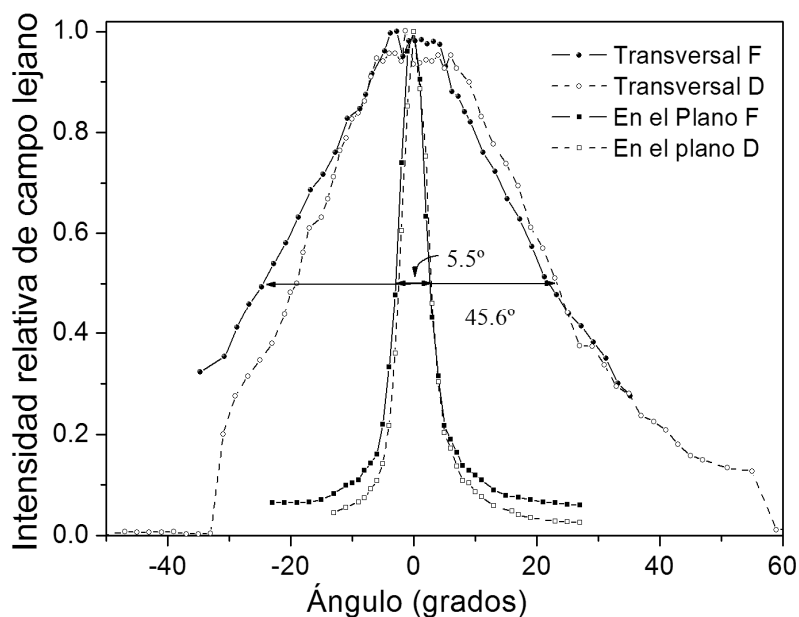


Figura 4.49 Intensidad de campo lejano resuelta en ángulo en la dirección paralela a los planos de crecimiento de la heteroestructura y transversal a los mismos de una muestra láser formada por tres pozos de InGaAs. Se ha medido dentro (D) y fuera del criostato (F) para ver los cortes en la distribución de intensidad de campo.

Cuando se mide el campo del láser dentro del criostato, este puede tapar parte de la luz del láser. Como se puede ver en la **Figura 4.49**, el criostato afecta a la distribución para grandes ángulos ($> 30^\circ$). En la **Figura 4.50** se ha medido la distribución del campo óptico de dos estructuras láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos en la zona activa. Para el caso de los láseres de hilos cuánticos el haz es más estrecho en la dirección transversal a los planos de crecimiento de la hetero-estructura que para el caso de los pozos cuánticos. En ocasiones, la distribución a lo largo de los planos de crecimiento muestra picos estrechos de intensidad que pueden ser debidos a cierta “filamentación” pero otras veces un solo pico domina la emisión obteniéndose un haz muy estrecho.

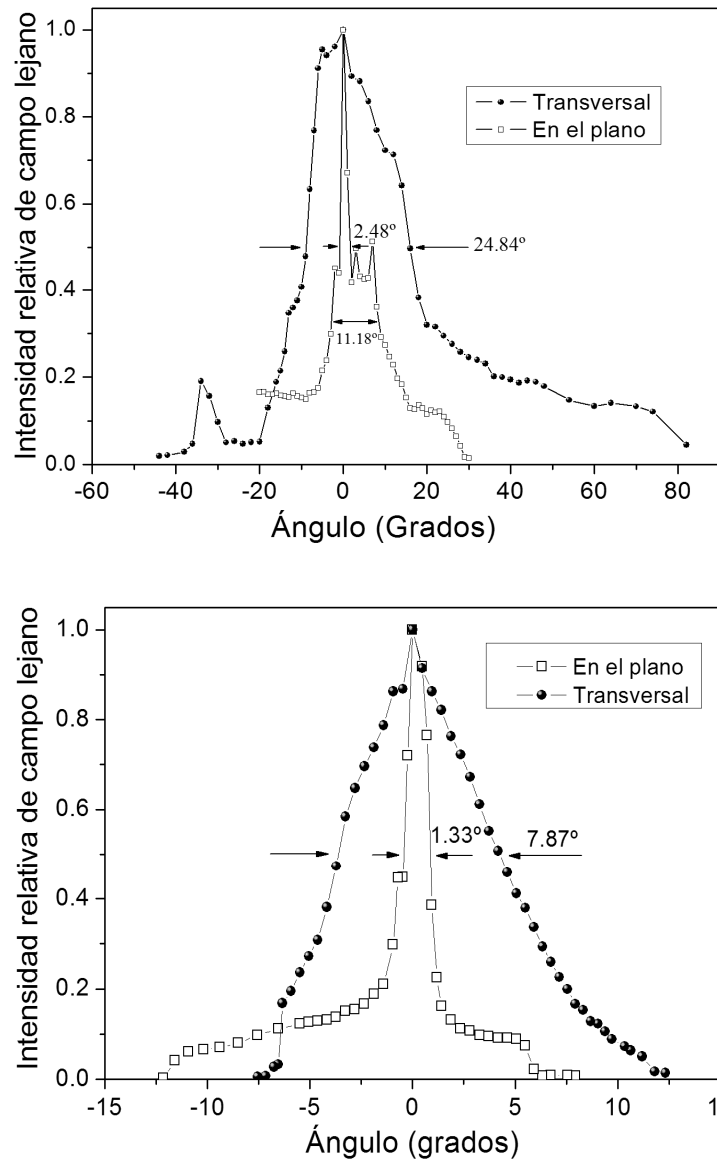


Figura 4.50 Intensidad de campo lejano resuelta en ángulo en la dirección paralela a los planos de crecimiento de la heteroestructura y transversal a los mismos de una muestra láser formada por tres capas apiladas de hilos cuánticos.

4.3.5.8 Distribución de campo óptico en el espejo del láser.

Se ha medido también la distribución de intensidad de luz en el espejo de láser. Para ello se ha focalizado la distribución de intensidad de luz que se produce en uno de los espejos del láser al inyectar corriente. Se ha usado un objetivo de microscopio 20X de la marca Mitutoyo para formar la imagen y esta se ha capturado con una cámara de la marca Hamamatsu con sensibilidad en el infrarrojo (**Figura 4.51**).

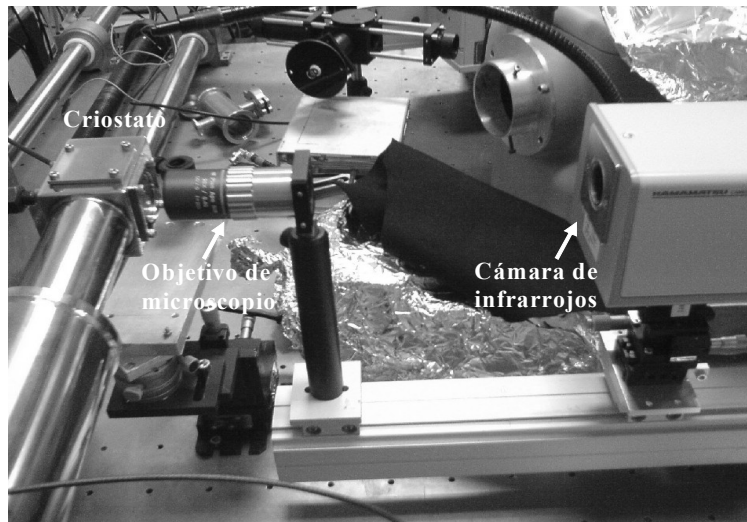


Figura 4.51 Montaje experimental para obtener las imágenes de la distribución de la intensidad de luz en el espejo de los dispositivos láser.

Gracias a que esta cámara tiene sensibilidad en el visible, se puede registrar tanto la luz visible como la infrarroja y permite referenciar las dimensiones de la distribución de campo a objetos conocidos, como puede ser el espesor del sustrato, o la distancia entre tiras de láseres contiguos. En la **Figura 4.52** se muestra una imagen de uno de los espejos de un diodo láser de tres capas apiladas de hilos cuánticos, cuando el diodo se encuentra emitiendo luz láser. Está tomada con la cámara de infrarrojos, iluminando el diodo láser con una lámpara de luz blanca. La epitaxia láser tiene un espesor de unas 3 μm y el sustrato adelgazado entorno a 120 μm . Para medir los perfiles de intensidad de la luz del láser en el espejo se utiliza un filtro para la luz visible. La cámara de infrarrojo es de muy alta sensibilidad y es necesario el uso de filtros neutros para tomar la imagen en condiciones de láser. A pesar de ello, es muy fácil saturar la señal. Las vibraciones del sistema de vacío junto con las debidas a la recirculación del compresor de helio del propio criostato producen mucho ruido mecánico en la toma de las imágenes. Se optó por apagar el bombeo para evitar ruidos, lo que provocaba que se desestabilizara la temperatura unos 4 grados.

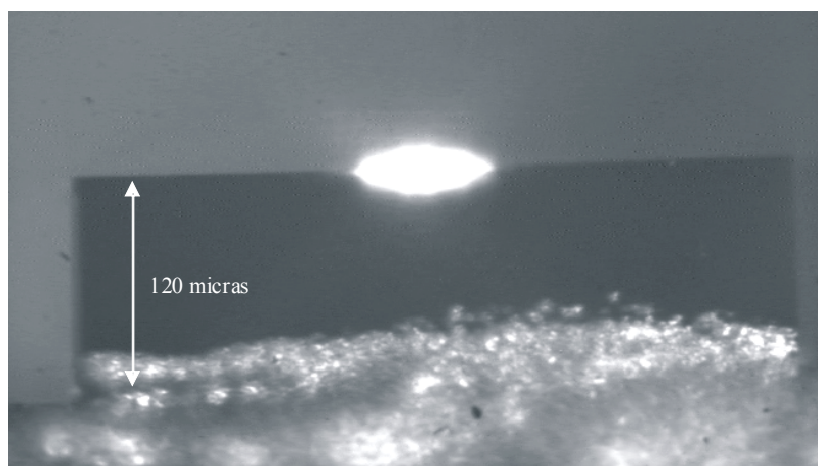


Figura 4.52 Intensidad fotografía tomada con una cámara de infrarrojos de la intensidad de luz estimulada de un dispositivo láser de hilos cuánticos emitiendo por el canto. La epitaxia es de menos de tres micras, mientras que el sustrato de InP está adelgazado a 120 micras. Este láser es de área ancha y la tira es de 40 micras.

En la **Figura 4.53** se presentan algunos de los perfiles de la distribución de campo óptico en el espejo del diodo láser. Se han tomado tres imágenes para niveles de inyección por debajo del umbral. Como se puede ver, la distribución de campo óptico en el espejo del láser es el contrario al observado en el campo lejano. En el espejo, la luz se encuentra confinada por la guía de ondas en la dirección perpendicular a los planos de la epitaxia ($\sim 2 \mu\text{m}$), y se extiende un poco más allá de la dimensión de la tira de contacto ($40 \mu\text{m}$) en la dirección paralela a los planos de la estructura. Como la dispersión de la luz aumenta al reducir la dimensión de confinamiento de la luz, esta se dispersa más en la dirección perpendicular a los planos que en la paralela, como se señaló anteriormente con las medidas de campo lejano.

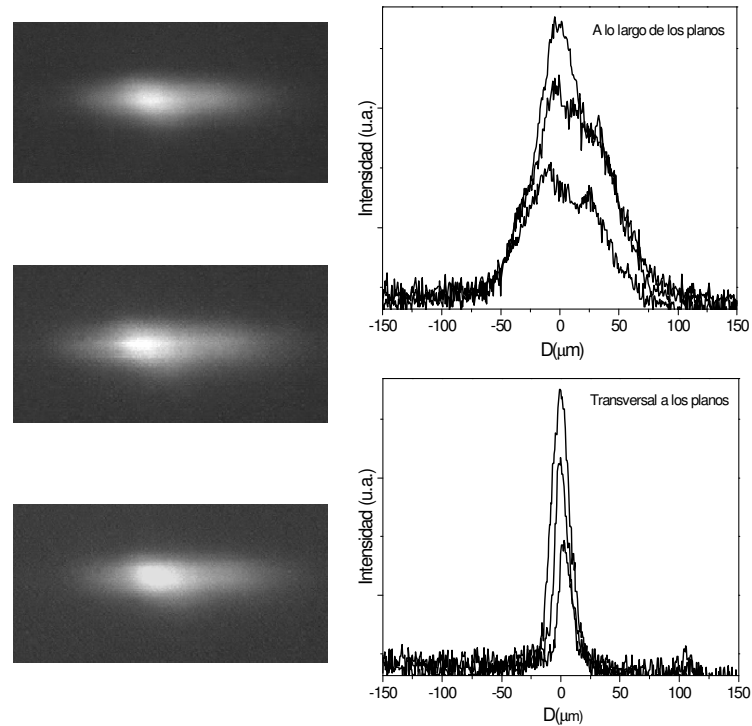


Figura 4.53 Fotografías tomadas con una cámara de infrarrojos de la intensidad de luz de un láser de tres capas apiladas de hilos cuánticos (izquierda). Este láser es de área ancha y la tira es de 40 micras. Perfiles de dichas imágenes para las direcciones perpendiculares y paralelas a los planos de la estructura (derecha).

4.3.5.9 Fotocorriente (PC).

Para realizar las medidas de foto-corriente, se han fabricado dispositivos tipo diodo P-i-N para poder aplicar voltaje en inversa. El contacto metálico tipo p de la superficie se ha realizado en forma de anillo para permitir el paso de la luz incidente y así poder foto-generar portadores.

4.3.5.9.1 Tecnología de fabricación de los dispositivos para medidas de fotocorriente.

A continuación, se describen los pasos mas importantes de la fabricación de los dispositivos para la medida de fotocorriente.

Metalización del contacto tipo n

Al igual que en el caso de fabricación de los dispositivos láser, el contacto tipo n es el del sustrato que en este caso no es necesario pulir ya que estos dispositivos no necesitan ser exfoliados. Para metalizar el contacto n utilizamos una mezcla de In-Ge al 50% de espesor 200 Å seguido de Au de espesor 2000 Å. Después se alea a una temperatura de unos 340 °C durante un minuto.

Foto-litografía.

Se limpia la muestra con baños de acetona, alcohol isopropílico y agua desionizada. Para eliminar el grueso del agua adsorbida se calienta la muestra en un horno a 180 °C durante 45 minutos. Mediante el proceso de “Spinning coating” antes descrito se deposita una capa de fotoresina y al igual que en el procesamiento de los dispositivos láser se cuece la resina, se fotolitografía mediante luz ultravioleta y se revela. En este caso los motivos consisten en aberturas en forma de anillo que al metalizar formarán el contacto p.

Metalización del contacto tipo p

Al igual que en los dispositivos láser, se usa Ti-Au para el contacto tipo p

Proceso de “lift-off”

Después de depositar el metal sobre la resina, se necesita disolverla en acetona para levantar el metal salvo en los motivos en forma de anillo donde no había resina.

Segunda fotolitografía.

El propósito de esta segunda litografía es definir una “mesa” debajo de cada anillo de forma que cada anillo quede aislado del resto de anillos y así tener varios dispositivos. Para proteger el contacto metálico de la superficie se litografian círculos de resina justo encima de los anillos para que el ataque químico no los dañe.

Ataque químico.

Para realizar el ataque químico, se usa el compuesto universal conocido como 1:1:1. Este consiste en, una parte de ácido hidro-brómico, una parte de ácido acético y una parte de dicromato

potásico. La velocidad de ataque suele ser de 2 micras por minuto. La profundidad del ataque se mide con el perfilómetro “Talystep” como se describió anteriormente.

Encapsulado.

Cada mesa está conectada, al igual que en el caso de los dispositivos láser, con hilos de 25 micras por el contacto tipo p. el sustrato hace de contacto n y es común a todas las mesas.

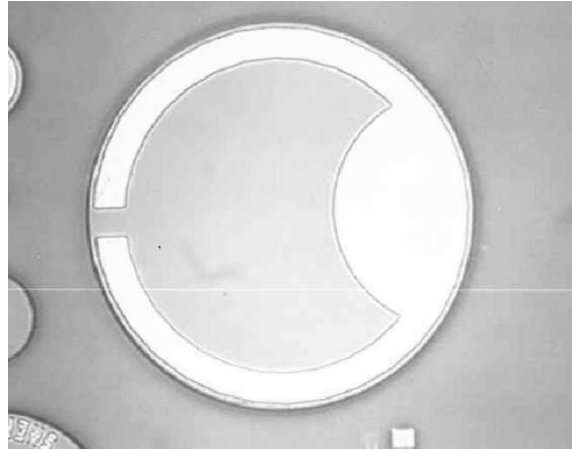


Figura 4.54 Fotografía de una mesa de 400 micras de diámetro sin contactar tomada al microscopio

4.3.5.9.2 Medida de la fotocorriente.

Se han realizado medidas de fotocorriente (PC) en la estructura láser de tres capas apiladas de hilos cuánticos. La medida de la fotocorriente consiste en medir la corriente foto-generada en un diodo p-i-n polarizado en inversa, cuando se le hace incidir un haz de luz (**Figura 4.55**).

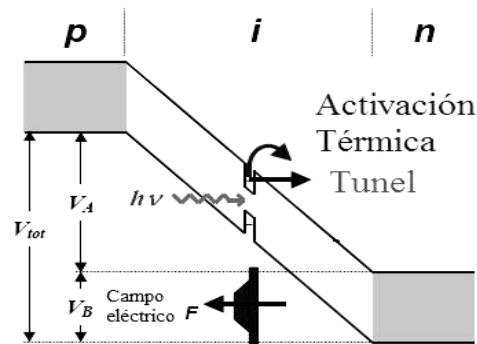


Figura 4.55. Esquema del diagrama de bandas de un diodo P-i-n polarizado en inversa (V_A) con una capa de nanoestructuras. El campo eléctrico (F) está orientado paralelo a la dirección de crecimiento. Se representan los procesos de escape de portadores de las nanoestructuras y el voltaje de unión (V_B).

La medida de la PC depende del número de nanoestructuras por capa, así como del número de capas. Se puede decir que la PC mide directamente la absorción de las nanoestructuras. En estas medidas se reflejan los procesos de escape de los portadores de las nanoestructuras hacia las

barreras. A bajas temperaturas ($< 100\text{K}$), el escape de los portadores por efecto túnel es el que domina, mientras que a altas temperaturas, el escape térmico de los portadores contribuye a la fotocorriente sin necesidad de campo aplicado. El campo eléctrico aplicado (F) se puede calcular como:

$$F = (V_A - V_B) / W_i, \quad (4.12)$$

siendo W_i el espesor de la capa intrínseca. En este caso V_A toma valores negativos ya que es un voltaje aplicado en inversa y V_B es el voltaje de la unión sin aplicar campo. En la **Figura 4.56** se representa la medida de la fotocorriente a 18K y 200K respectivamente. En la estructuras con una sola capa de nanoestructuras la absorción es bastante baja, sin embargo cuando se apilan varias capas es más complicado conseguir una uniformidad de tamaños y formas entre las nanoestructuras de las diferentes capas. La absorción de los hilos cuánticos es bastante débil y debido a la gran distribución de familias de tamaños presentes en la muestra, no se observan picos abruptos de fotocorriente sino más bien cambios en la pendiente de la curva. Se puede ver un primer aumento de la fotocorriente en el intervalo de energías de 0.75 eV a 0.8 eV y un segundo aumento a partir de 1 eV. El primer aumento coincide con las energías de emisión de los hilos cuánticos, mientras que el segundo se debe a la SPSL. A 18K prácticamente no se observa señal de fotocorriente a 0V ya que el escape térmico prácticamente es nulo, y según se aumenta el voltaje de polarización en inversa, la fotocorriente va aumentando gracias a que se favorece el transporte de portadores foto-generados por efecto túnel. A 200K, se aprecia señal de fotocorriente incluso a 0V debido al escape térmico de los portadores generados. Según se aumenta el voltaje en inversa se obtiene más señal tendiendo a saturar para 2V.

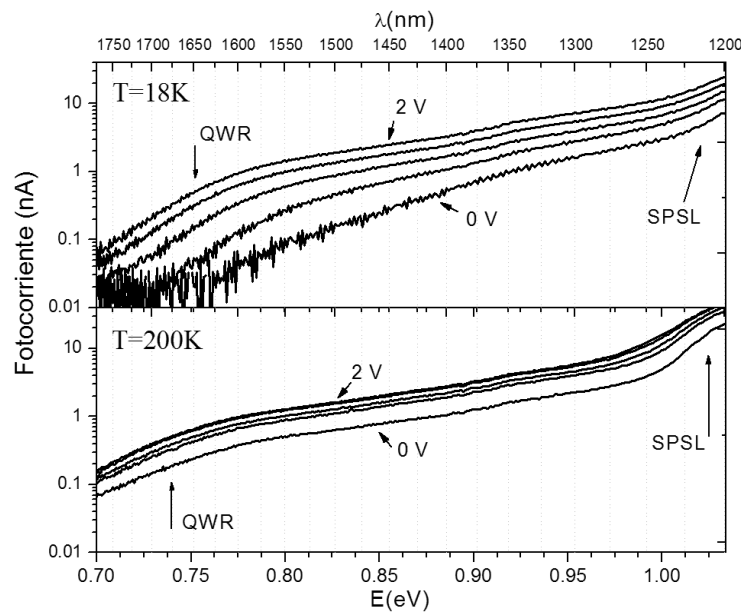


Figura 4.56. Medida de la fotocorriente a 18K y a 200K respectivamente, en la estructura láser con tres capas de hilos cuánticos apiladas en la zona activa. Se pueden observar dos cambios en la pendiente de la medida a las energías asociadas con los hilos cuánticos y con la SPSL respectivamente. Se ha aplicado al diodo, un voltaje en inversa de 0V, 0.5V, 1V, 1,5V y 2V.

4.4 Mejoras.

Existen varias aproximaciones para mejorar la eficiencia de los dispositivos láser con hilos cuánticos en la zona activa: a) se puede aumentar el factor de confinamiento óptico de la guía, b) se debe apilar más de tres capas de hilos cuánticos para aumentar la ganancia modal, y c) se pueden implementar el crecimiento de barreras energéticas para bloquear el escape de los portadores de las nanoestructuras hacia los contactos de forma selectiva, con lo que se podría reducir el escape de los portadores sin limitar su inyección.

4.4.1 Distribución del campo óptico en la guía de ondas. Factor de confinamiento óptico (Γ)

El factor de confinamiento óptico (Γ) tiene en cuenta la parte del campo electromagnético que interactúa con la zona activa, que es la que contribuye a la ganancia del modo guiado. La ganancia modal que se define como Γ_g , es la que determina el umbral y por tanto un aumento del factor de confinamiento implica un aumento de la ganancia. En esta sección se va a calcular el factor de confinamiento óptico de superredes de periodo corto que forman las guías de onda de los dispositivos láser. Estas superredes se basan en capas alternadas de InP y de GaInAs. Al variar el espesor de las capas de GaInAs y de InP se modifica el índice de refracción de la guía y la longitud de onda de emisión ya que se modifica la posición de los niveles energéticos. Además de Γ , se ha calculado estos niveles energéticos para electrones y huecos de las guías en función de la composición resultante de variar las capas de InP y GaInAs, usando un programa comercial que resuelve la ecuación de Schrödinger en una dimensión.

A partir de las ecuaciones de Maxwell en medios no dispersivos se deriva la ecuación de ondas tanto para el campo eléctrico (E) y magnético (H) como:

$$\nabla^2 E = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (4.13)$$

$$\nabla^2 H = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad (4.14)$$

donde ϵ es la permeabilidad eléctrica y μ_0 es la permeabilidad magnética. Para el caso de ondas con una polarización TE (transversal eléctrico) en una guía de ondas infinita en la dirección “Y”, se puede derivar la siguiente relación a partir de la ecuación de ondas para el campo eléctrico:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad (4.15)$$

E_y es una función que depende de la coordenada “X”, de la coordenada “Z” y del tiempo. Usando el método de separación de variables se obtiene una solución del tipo:

$$E_y(x, y, t) = E_y(x) \exp[j(\omega t - \beta z)], \quad (4.16)$$

siendo

$$E_y(x) = A \exp(kx) + B \exp(kx), \quad (4.17)$$

Donde $k^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2$ y $n^2 k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon$. β se conoce como la constante de propagación que dividida por k_0 resulta el índice de refracción efectivo (ver Figura 4.57, para el caso más sencillo de una onda plana).

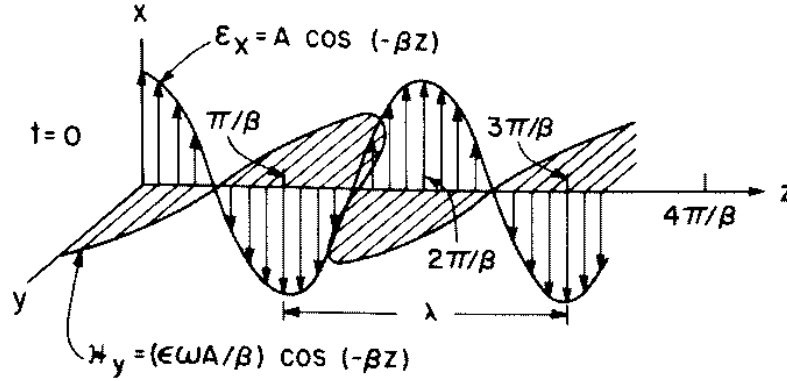


Figura 4.57 Onda plana viajando en un medio sin pérdidas. Se ha tomado la parte real de las ecuaciones de onda, gráficamente se observa la relación de β con λ .

Para el caso de una guía de ondas formada por capas múltiples, la zona central tiene que tener una constante dieléctrica mayor que la de las capas que la rodean y así poder guiar la luz por la zona central. En el caso de hetero-estructuras, el contraste de índice de refracción se debe fundamentalmente a la diferencia de índice de los materiales que forman la propia hetero-estructura. Entre capas adyacentes, se utilizan condiciones de contorno para poder determinar las constantes A's y B's de la solución a la ecuación de ondas. Las condiciones de contorno se derivan del teorema de Stokes e implican que el valor del campo eléctrico y magnético en la inter-cara de dos capas contiguas tiene que tener un valor único.

$$\begin{aligned}
 A_1 e^{K_1 d_1} &= A_2 e^{K_2 d_1} + B_2 e^{-K_2 d_1} \\
 A_1 K_1 e^{K_1 d_1} &= A_2 K_2 e^{K_2 d_1} - B_2 K_2 e^{-K_2 d_1} \\
 &\dots \\
 A_j e^{K_j d_j} + B_j e^{-K_j d_j} &= A_{j+1} e^{K_{j+1} d_j} + B_{j+1} e^{-K_{j+1} d_j} \\
 A_j K_j e^{K_j d_j} - B_j K_j e^{-K_j d_j} &= A_{j+1} K_{j+1} e^{K_{j+1} d_j} - B_{j+1} K_{j+1} e^{-K_{j+1} d_j}, \quad (4.18) \\
 &\dots \\
 A_n e^{K_n d_n} + B_n e^{-K_n d_n} &= B_{n+1} e^{-K_{n+1} d_n} \\
 A_n K_n e^{K_n d_n} - B_n K_n e^{-K_n d_n} &= -B_{n+1} K_{n+1} e^{-K_{n+1} d_n}
 \end{aligned}$$

Así se tiene un sistema de N ecuaciones cuyo determinante debe ser cero para que exista solución. De igualar el determinante a cero obtenemos los valores de β cuyos posibles valores se encuentran entre los índices de refracción más bajos de las capas más externas hasta los índices de refracción más altos correspondientes a las capas más internas. El valor mas bajo de β corresponde con el modo fundamental de propagación y los siguientes valores con modos más altos.

La distribución de campo eléctrico para los distintos modos ópticos puede extenderse fuera de la zona activa. La parte de campo que no interacciona con la densidad de portadores inyectados, no contribuye a la emisión láser. La intensidad de la luz está relacionada con el modulo del vector de Poynting y a su vez es proporcional a el módulo del campo eléctrico al cuadrado. El factor de

confinamiento (Γ) se define como el cociente entre la intensidad de luz que cae en la zona activa respecto a la intensidad total distribuida a lo largo de toda la estructura láser.

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{zona activa}} |E|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E|^2 dx}, \quad (4.19)$$

El factor de confinamiento es mayor para valores de β bajos o lo que es lo mismo para modos de orden bajo y tiende a saturar a un máximo al aumentar el tamaño de la zona activa.

El factor de confinamiento no se ve afectado sensiblemente si la polarización es transversal eléctrico (TE) o transversal magnético (TM). La polarización TE o TM resultante suele estar relacionada más bien con la diferencia que existe en la reflectividad en las facetas del láser según sea la dicha polarización. Teniendo en cuenta el ángulo de incidencia de la onda plana que se propaga en la guía de ondas, se puede demostrar que la reflectividad es mayor para los modos TE que para los TM. Además dada una polarización TE o TM, los diferentes modos ópticos presentan diferentes pérdidas ópticas en función del tamaño de la zona activa. Por ejemplo, para cierto espesor de la zona activa se puede igualar las pérdidas del modo fundamental con el del siguiente modo. Pero incluso en ese caso el factor de confinamiento es mayor para el modo fundamental. Si seguimos aumentando el tamaño de la zona activa, el factor de confinamiento del primer modo puede ser parecido al del modo fundamental y se puede dar el caso de propagación de este primer modo. Para la existencia de modos de alto índice se requiere que estén cerca de un mínimo en las pérdidas ópticas para un cierto espesor de zona activa y que tanto la reflectividad como el factor de confinamiento tengan valores relevantes. Solo se va a considerar el modo fundamental porque es el único que se observa experimentalmente.

El cálculo del factor de confinamiento se ha aplicado a las superredes de periodo corto que forman la guía de ondas de los dispositivos láser. Estas superredes están formadas por multi-capas de InP y GaInAs alternadas formando un pseudo cuaternario GaInAsP. Dependiendo del número de monocapas de InP y GaInAs que formen el periodo básico de la superred se consigue variar la composición del pseudo cuaternario y por tanto el índice de refracción efectivo de la guía así como los niveles de energía de los electrones y de los huecos. En la **Figura 4.58** se representa la intensidad de campo eléctrico en función del número de mono-capas de una superred de periodo corto $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4/(\text{InP})_5$ calculado para un pozo de 2nm de anchura.

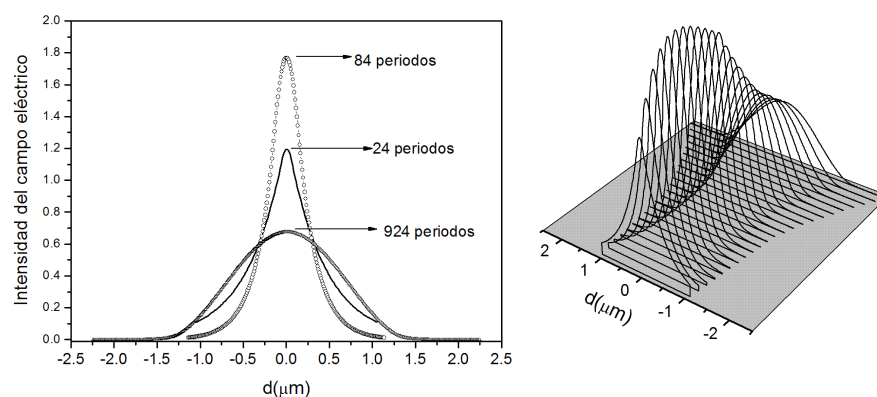


Figura 4.58 Intensidad del campo eléctrico óptico en función del número de periodos de superred $(\text{InP})_5/(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4$ (izquierda). La misma figura pero tomando más periodos (derecha)

Como se puede ver la intensidad de campo eléctrico aumenta con el número de monocapas para volver a disminuir para espesores muy grandes, es decir el factor de confinamiento tiene un máximo para un tamaño de guía determinado, que por tanto optimiza el solapamiento del campo electromagnético con la zona activa. Esto ocurre para una superred determinada; si cambiamos la

composición de la superred, es decir los periodos, y calculamos el factor de confinamiento para las distintas superredes observamos que el máximo varía de unas a otras no solo en posición sino también en magnitud. En la **Figura 4.59** se ha representado el factor de confinamiento de distintas superredes $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_x/(\text{InP})_y$ en función del número de monocapas. Se observa que la superred elegida para formar la guía de ondas $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_4/(\text{InP})_5$ no es la que optimiza este parámetro. Existen otras configuraciones que aumentan el factor de confinamiento como es el caso de la guía $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_3/(\text{InP})_3$.

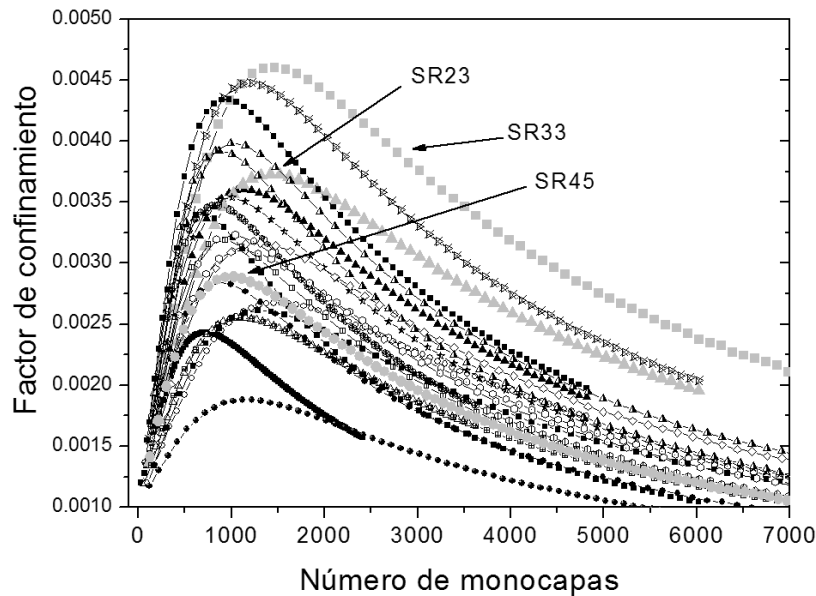


Figura 4.59 Factor de confinamiento óptico en función del número de monocapas para superredes $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_x/(\text{InP})_y$ con distintos valores de “X” e “Y”.

En el siguiente apartado se expondrán los valores del máximo valor del factor de confinamiento para diferentes superredes junto con el cálculo de los niveles energéticos de electrón y de hueco de estas superredes.

4.4.1.1 Cálculo de los niveles electrónicos de las superredes de periodo corto.

Para realizar el cálculo de los niveles energéticos de superredes $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_x/(\text{InP})_y$ en función de diferentes valores de “X” e “Y” se ha usado un programa de libre distribución¹¹⁹ que resuelve las ecuaciones de Schrodinger y de Poisson de forma auto-consistente en una dimensión usando el método de diferencias finitas con una red de elementos no uniforme.¹²⁰ En la figura **Figura 4.60** se resumen los valores del máximo factor de confinamiento en función de los valores “X” e “Y” de las distintas guías $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_x/(\text{InP})_y$ calculado para un pozo de InAs de 2nm de espesor. Se ha representado a su vez el cálculo de los niveles energéticos para electrones y huecos. Se ha variado los valores X/Y desde una superred 1/1 a una 5/5. Los valores máximos para el factor de confinamiento se consiguen para superredes 3/1, 2/2 y 3/3 con valores en torno a 0.45%. observamos que para la superred 4/5 que se ha empleado en las estructuras láser de hilos cuánticos, se obtiene un factor de confinamiento del 0.3%.

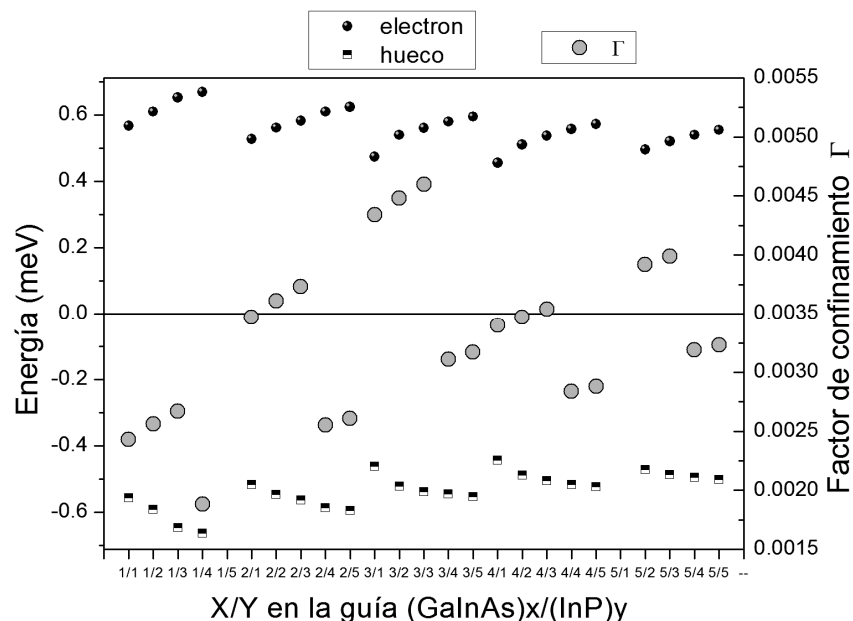


Figura 4.60 Máximo valor del factor de confinamiento óptico y niveles de electrón y de hueco de superredes $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_x/(\text{InP})_y$ con distintos valores de “X” e “Y”.

Dependiendo de la composición de los periodos de la SPSL se pueden obtener diferentes valores para los niveles energéticos de la SPSL, que harán de barrera y nivel de inyección hacia los niveles de electrón y de hueco de los hilos cuánticos.

En la **Figura 4.61** se muestra la PL de dos SPSL con periodos de $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_2$ y $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_3$, una muestra de control de hilos cuánticos confinados con InP y una muestra de hilos cuánticos confinados con SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_3$. Como se calculó anteriormente, se puede comprobar que al cambiar los periodos de la SPSL cambia su longitud de onda de emisión. El pico de emisión de PL a baja temperatura de la SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_2$ está centrado en 1238 nm, mientras que en de la SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_3$ en 1164 nm. Como se puede ver, la muestra de hilos cuánticos confinados con SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_3$ tiene una intensidad de PL a temperatura ambiente comparable con la de la muestra de hilos cuánticos confinados en InP. Por tanto se ha obtenido un buen confinamiento de los portadores frente al escape térmico. A baja temperatura no se observa el pico de emisión de la guía de ondas con lo que implica que los portadores foto-generados se difunden hacia los hilos cuánticos recombinando radiativamente. Sin embargo el pico de emisión de los hilos cuánticos es muy ancho y centrado en longitudes de onda largas (1.8 μm). Como se comentó en el capítulo dedicado al crecimiento de las SPSL $(\text{InGaAs})_4/(\text{InP})_5$, las condiciones de crecimiento, así como los espesores de las capas de InP, son muy importantes para evitar una distribución ancha de tamaños y de formas de los hilos cuánticos. La emisión a longitudes de onda larga que ensanchan la emisión de PL se debe a la formación de estructuras 3D y a los hilos cuánticos de gran tamaño. En estas superredes con solo 3 capas de InP son más críticas las condiciones de crecimiento ya que el espesor de InP no es suficiente como para recuperar una superficie plana y sin tensiones; aunque por otra parte tiene la ventaja de tener poco espesor del ternario GaInAs (solo 2 monocapas). En general con estos espesores hay que optimizar el crecimiento para reducir la rugosidad en las numerosas intercaras y evitar la modulación de composición. Estas superredes se crecieron en las condiciones de crecimiento semejantes a las utilizadas en las superredes 4/5.

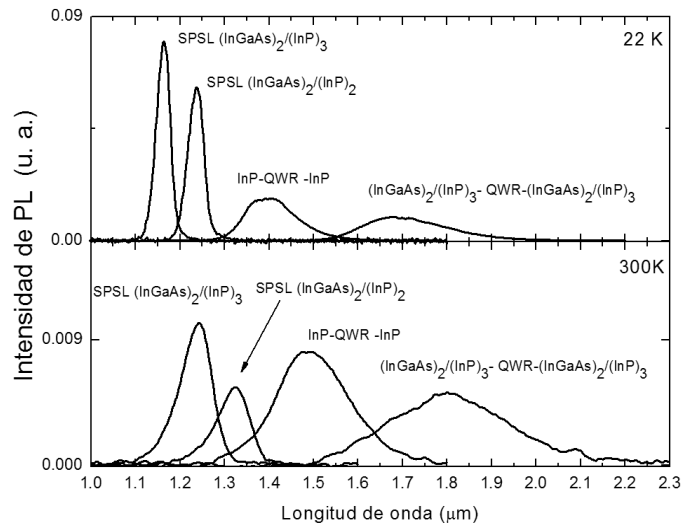


Figura 4.61 Medidas de la emisión de PL de: una SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_2$, una SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_3$, una muestra de control de hilos cuánticos (QWR) confinados con InP y una muestra de QWR confinados con SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_3$.

En la **Figura 4.62** se representa la imagen de AFM de una muestra de hilos cuánticos crecidos sobre SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_3$ sin recubrir. Como se puede ver, que los hilos cuánticos son de gran tamaño lo que explica la emisión a longitudes de onda larga.

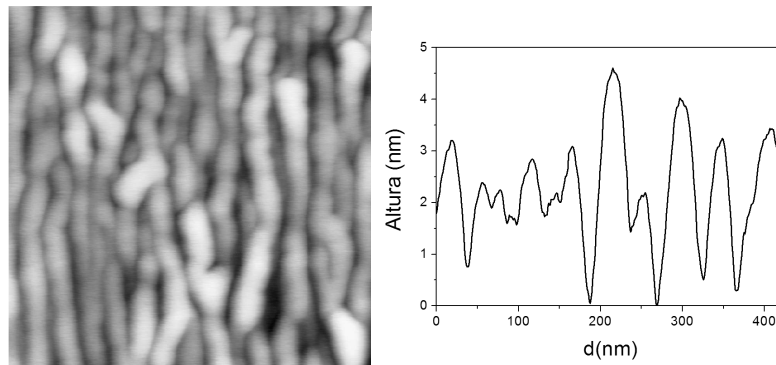


Figura 4.62 Imagen de AFM (0.5 micras x 0.5 micras) de hilos cuánticos crecidos sobre la superficie de una SPSL $(\text{InGaAs})_2/(\text{InP})_3$. A la derecha se representa el perfil de la imagen de AFM.

4.4.2 Apilado de varias capas. Tratamiento térmico (RTA).

Al apilar un número mayor de capas se consigue aumentar el factor de confinamiento y así la ganancia modal. Sin embargo hay que tener en cuenta los posibles efectos que pueden aparecer en el crecimiento debido a la acumulación de tensión con el número de capas. Por ejemplo, un aumento del tamaño de las nanoestructuras, si no se corrige la cantidad de InAs empleada para la formación de los hilos cuánticos para cada capa o la posible aparición de dislocaciones si se excede los espesores críticos. Se ha crecido una muestra con 7 capas apiladas de hilos cuánticos confinados por SPSL y espaciados por la misma SPSL. La cantidad de InAs necesaria para la formación de los hilos cuánticos desde la primera capa hasta la séptima, ha sido: 1.5Mc, 1.1Mc, 1.1Mc, 1.1Mc, 1Mc, 1Mc, y 0.9Mc respectivamente. Se ha podido observar en la pantalla del RHEED, que a partir de la cuarta capa de hilos cuánticos aparecen puntos en el diagrama de difracción junto a las barras típicas de los hilos cuánticos, indicando la formación de islas 3D.¹²¹ Estas acumulaciones de InAs en forma de islas 3D son debidas al campo de tensiones inducido por las capas de hilos cuánticos

crecidas debajo. En la **Figura 4.63 a)** se representa la medida de PL a 20K de la estructura de 7 capas apiladas de hilos cuánticos. Se puede ver un pico de emisión de PL a 1150 nm correspondiente a la SPSL. En torno a 1420 nm se observa un pico asociado con la emisión de los hilos cuánticos y por encima de 1700nm un pico asociado a las islas 3D de InAs. Entre los picos de emisión de PL de los hilos cuánticos y el de las islas 3D, existe un fondo de emisión correspondiente a la cola de hilos cuánticos más grandes y de las islas más pequeñas.

El tratamiento térmico es una técnica que puede mejorar las características de un dispositivo láser. En láseres de QDahs de InAs sobre InAlGaAs, se han realizado tratamientos térmicos acompañados de una implantación de nitrógeno y se ha observado una reducción de la corriente umbral del 36%.¹²² A esta muestra se le ha aplicado un tratamiento térmico post-crecimiento a temperaturas de 785°C (**Figura 4.63 b)**), 790°C (**Figura 4.63 c)**), 821°C (**Figura 4.63d)**) y de 847°C (**Figura 4.63 e)**) durante 5 segundos para ver los efectos que se producen como consecuencia de la redistribución de material. En las medidas de fotoluminiscencia se observa un ligero corrimiento del pico de emisión de la SPSL a longitudes de onda más corta al aumentar la temperatura del recocido. En cuanto al pico de emisión de los hilos cuánticos se desplaza ligeramente a longitudes de onda más corta y su intensidad relativa respecto al pico de emisión de las islas 3D aumenta. Con el tratamiento térmico es posible que exista una redistribución del InAs de las islas 3D y por tanto disminuye su intensidad. En general se puede decir que con el recocido se mejora la emisión de los hilos cuánticos reduciendo el ensanchamiento espectral. Sin embargo la temperatura de recocido de 847°C no parece que haya sido suficiente como para diluir por completo estas islas tridimensionales. Será necesario aumentar esta temperatura para tratar de reducir del todo la contribución de estas formaciones.

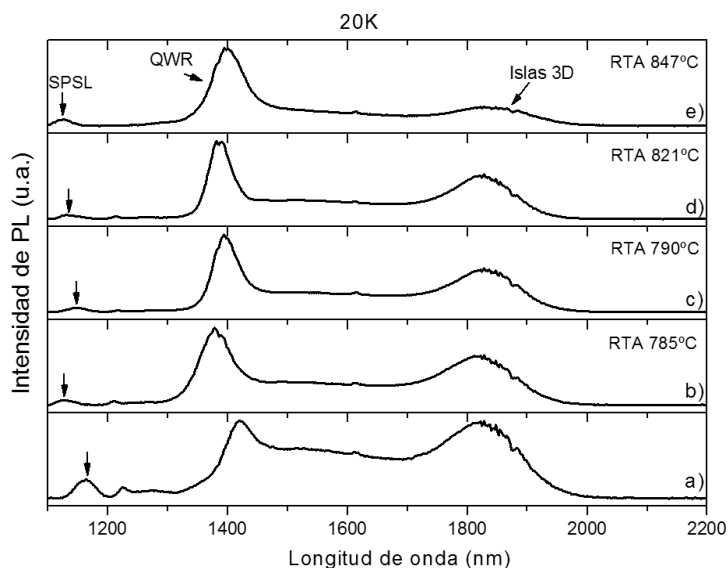


Figura 4.63. Medida de PL de una muestra formada por 7 capas de hilos cuánticos confinados por SPSL a). Después del crecimiento se han aplicado tratamientos térmicos a temperaturas de: b) 785°C, c) 790°C, d) 821°C y e) 847°C.

4.4.3 Apilado de varias capas. Técnica del recubrimiento parcial.

También se ha trabajado en mejorar la uniformidad de los tamaños de los hilos cuánticos para aumentar el número de estados para un nivel de energía determinado y así aumentar la ganancia. En estructuras láser de puntos cuánticos de InAs/InP(311B) se han realizado algunos estudios mediante la técnica del recubrimiento parcial de los QD¹²³. Una vez crecidos los QD se recubren parcialmente con una capa de InP de un espesor suficientemente pequeño para que se cubran todos los QD de alturas inferiores a este espesor, pero que no recubran del todo los QD más grandes.

Seguidamente se calienta la muestra en presencia de un flujo de fósforo que reduce la altura de los puntos más grandes. Después se continúa con el crecimiento, recubriendo por completo todos los QD y como resultado se obtiene una distribución más uniforme de los tamaños (ver **Figura 4.64**).

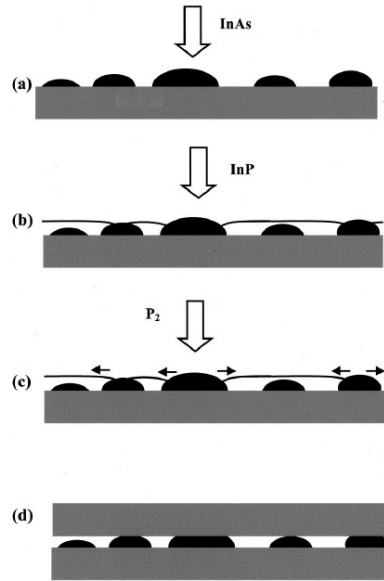


Figura 4.64. Esquema de la técnica de crecimiento para uniformizar los tamaños de los QD de la referencia [123]. A) QD de InAs/GaInAsP/InP. B) recubrimiento parcial de InP. C) interrupción del crecimiento, exposición al flujo de P_2 . D) recubrimiento final con GaInAsP de los QD uniformizados en altura.

En base a los resultados de TEM en muestras de hilos cuánticos apilados en SPSL, se puede decir que algunas de las nanoestructuras son más grandes que las 5 Mc de InP que las recubre. Esto sugiere la posibilidad bien de aplicar la técnica del recubrimiento parcial o bien recubrir las nanoestructuras variando el espesor de la capa de InP. En principio se ha estudiado el efecto de recubrir los hilos cuánticos con una capa de InP más o menos gruesa. En la **Figura 4.65** se muestra la medida de la emisión de PL a temperatura ambiente correspondiente a dos muestras de hilos cuánticos confinados por SPSL $(Ga_{0.47}In_{0.53}As)_2/(InP)_3$, en una de ellas se han recubierto los hilos cuánticos con 5 Mc de InP, mientras que en la otra se han empleado 9Mc de InP. El pico de emisión de PL a 1220 nm corresponde a transiciones radiativas desde los niveles de la SPSL. Comparando los picos de emisión procedentes de los hilos cuánticos de las dos muestras, se puede comprobar que, cuando se cubren los hilos con 9 Mc en lugar de emplear 5Mc, ciertas familias de hilos cuánticos que contribuyen a la emisión a longitudes de onda más larga se han suprimido o reducido en tamaño. El máximo de emisión del pico de PL cambia hacia longitudes de onda más corta de 1704 nm a 1652 nm y el FWHM se ha reducido de 244 nm a 232 nm. Al cubrir los hilos cuánticos con 9Mc de InP, estos quedan cubiertos del todo, mientras que en el caso de 5 Mc, los hilos cuánticos de altura mayor de 1.5nm quedan parcialmente descubiertos y puede que las capas de GaInAs de la SPSL que se crecen a continuación afecten a las nanoestructuras aumentando su tamaño y contribuyendo a la emisión a longitudes de onda más largas. Por lo tanto se puede concluir que para crecer hilos cuánticos con una distribución uniforme de tamaños, se debería emplear la técnica de recubrimiento parcial para asegurar la reducción de la altura de los hilos más grandes seguida de un segundo recubrimiento de InP que aisle las nanoestructuras de las capas de GaInAs de la SPSL que se crecen a continuación.

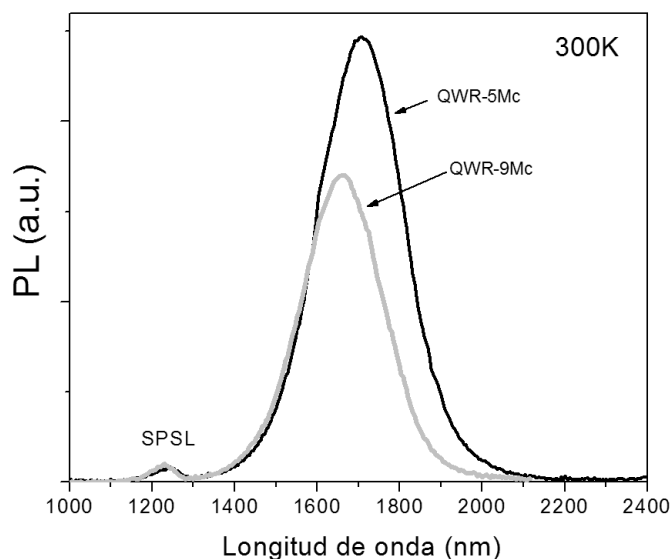


Figura 4.65. Medida de la emisión de PL a temperatura ambiente en dos muestras de hilos cuánticos confinados con SPSL de $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_2/(\text{InP})_3$. Los hilos cuánticos se crecen sobre la SPSL y se recubren con 5Mc de InP (línea gris) o con 9Mc de InP (línea negra), respectivamente.

4.4.4 Barrera para el escape térmico de electrones de AlInAs.

El uso de barreras para electrones y huecos, puede mejorar la eficiencia de los dispositivos reduciendo el escape de portadores hacia los contactos. En láseres de pozos cuánticos y de guías de onda de GaInAsP en InP, se ha demostrado que el uso de barreras de AlInAs reduce el escape de electrones y aumenta el valor de la T_0 del dispositivo.¹²⁴ Debido al alineamiento de las bandas de conducción y de valencia entre el AlInAs, el InP, y el GaInAsP, se produce una barrera de potencial para los electrones (**Figura 4.66**).

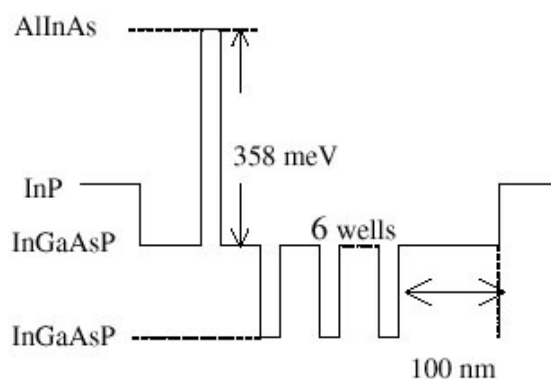


Figura 4.66. Esquema de la banda de conducción para el dispositivo láser descrito en la referencia [124].

Otros autores han teorizado la posibilidad de usar barreras selectivas para electrones y para huecos de forma que la inyección se hace por efecto túnel hacia las nanoestructuras a través de las barreras y al mismo tiempo se evita el escape de portadores.¹²⁵ En la práctica este estudio limita el número de capas apiladas a una.

Nosotros hemos crecido muestras de control con barreras de AlInAs para electrones y de InP para huecos. Se ha crecido una guía de ondas con una capa de hilos cuánticos en la zona activa, en la

que se han crecido 9Mc de InP antes de crecer los hilos cuánticos y éstos se han cubierto con 5 Mc de InP seguido de una capa de 18nm de AlInAs. La **Figura 4.67** muestra una imagen TEM obtenida seleccionando la reflexión 002 y en condiciones de campo oscuro (el haz transmitido no contribuye a la imagen). Esto asegura que los diferentes contrastes se asocien principalmente a variaciones de composición. En la imagen se distinguen débilmente los hilos en la zona central de la imagen, justo debajo de las capas barreras de InP y a continuación de AlInAs. Los hilos bajo la capa de InP tienen algo más de 1nm de altura y periodos entre 12 y 17 nm. No se aprecia un efecto claro de la tensión producida por los hilos en la ondulación de las capas superiores que componen la superred $(\text{InP})_5/(\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As})_4$ de 68 periodos=1793 Å.

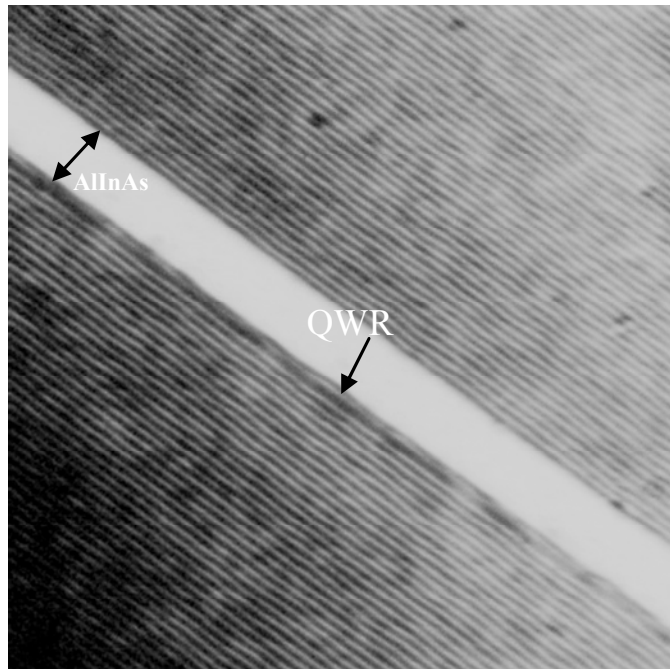


Figura 4.67. Imagen TEM 002campo oscuro de la zona activa de la muestra de control. Se observan los hilos cuánticos (QWR) confinados por las capas de InP y la capa de AlInAs

En la

Figura 4.68 se muestra una imagen TEM en eje de zona. Se aprecian contrastes a modo de líneas transversales a la capa de AlInAs y que se asocia a la descomposición de fases del InAlAs, debidas a la difusión de In.¹²⁶

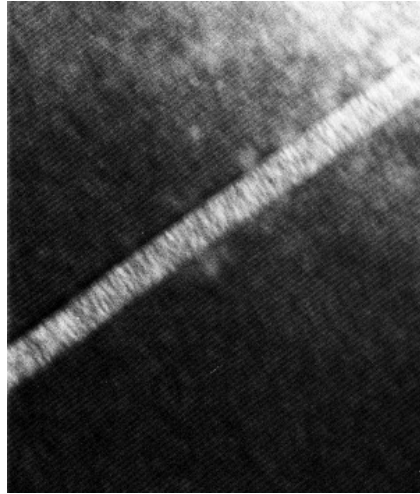


Figura 4.68. Esquema imagen TEM en campo brillante. Se puede ver la descomposición de fases de la capa de AlInAs.

Se ha crecido también, una guía de ondas con una capa de hilos cuánticos en la zona activa, en la que se han crecido 9Mc de InP antes de crecer los hilos cuánticos y éstos se han cubierto con una capa de 18nm de AlInAs. En la **Figura 4.69** se presenta una imagen TEM obtenida seleccionando la reflexión 002 y en condiciones de campo oscuro. Se distinguen perfectamente los hilos cuánticos en la zona central de la imagen, justo debajo de la capa barrera de InAlAs. Los hilos cuánticos tienen un periodo de entre 8 y 13 nm y una altura superior a los hilos cuánticos de la muestra anteriormente descrita, de 2 nm. En este caso los hilos son más altos porque al recubrirlos directamente con AlInAs no se han expuesto a un flujo de fósforo, evitándose por tanto el intercambio As/P.

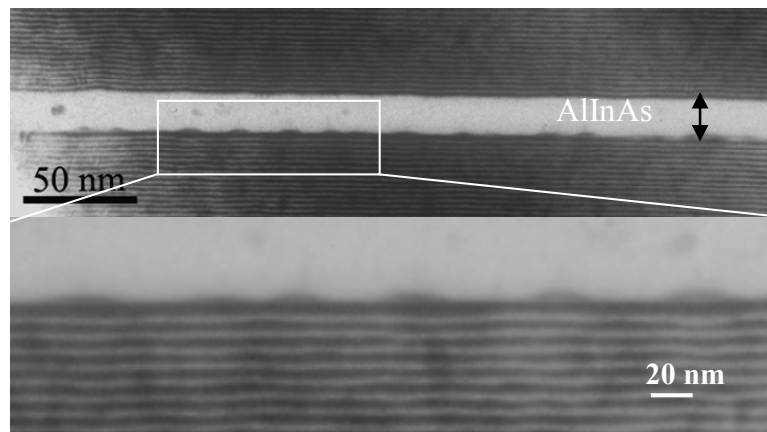


Figura 4.69. Imágenes TEM 002 en campo oscuro, y detalle ampliado de los hilos en la imagen inferior.

Por en contrario, en esta estructura si se observa la ondulación de las capas de la superred superior, debido a que el campo de deformaciones producido alrededor de los hilos se propaga a través de la capa de AlInAs. En la muestra anterior, este efecto no se apreciaba quizás por el hecho de los hilos cuánticos eran de menor tamaño y por tanto, el campo de deformaciones que producen es menor. Además la capa de InP que recubre a los hilos hace que se recupere el parámetro de red disminuyendo el campo de tensiones.

Del estudio de las imágenes de la capa de AlInAs de esta estructura obtenidas bajo las reflexiones $\bar{1}11$ en campo brillante, se deduce que en este caso, como en el caso anterior, tiene lugar una descomposición de fases, muy típica de estos ternarios.

En la **Figura 4.70** se representa la emisión de PL a temperatura ambiente de estas dos muestras descritas. El pico de emisión de PL a 1200nm corresponde a la SPSL. Como se puede observar, la muestra que cuenta con la capa de InP, presenta un pico de emisión de PL de los hilos cuánticos más intenso que el correspondiente a la muestra que no la tiene. El hecho de tener una barrera de AlInAs justo después de crecer los hilos cuánticos hace que la función de onda de los electrones esté menos localizada en los niveles de los hilos cuánticos, favoreciéndose la recombinación en la superred. Se mejora la emisión de los hilos cuánticos cuando se confinan a ambos lados con capas de InP.

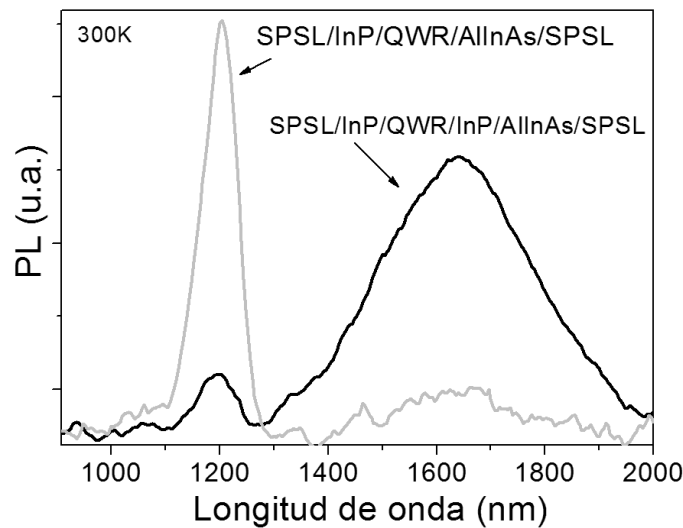


Figura 4.70. Medidas de PL a temperatura ambiente de dos hetero-estructuras formadas por los compuestos que se detallan en la figura.

Introducir un dopado p tipo delta cerca de las nanoestructuras, para tener una buena eficiencia en la inyección de huecos, se ha demostrado que mejora las características de dispositivos con QD de InAs/GaAs, aumentando los valores de T_0 .¹²⁷ Sin embargo en el sistema InAs/InP, parece que no tiene tanta influencia,¹¹⁶ ya que el valor de T_0 está determinado principalmente por el escape de electrones, debido a que el potencial de confinamiento de la banda de conducción en este caso es menor que en el caso InAs/GaAs y por tanto el efecto de escape de huecos a los estados excitados afecta en un segundo orden.

4.5 Resumen y Conclusiones

Resumiendo, los hilos cuánticos son un tipo de nanoestructura que por sus características puede ser empleada como zona activa en láseres de semiconductor. El sistema de hilos cuánticos de InAs/InP(001) permite un amplio rango de longitudes de onda (1.2-2 μm) entre las que se encuentra la de 1.55 μm de interés en las telecomunicaciones por fibra óptica.

Se han crecido hilos cuánticos en guías de onda formadas por SPSL y se han optimizado los parámetros de crecimiento para obtener una distribución de tamaños y formas, uniforme.

Se han crecido y caracterizado láseres de hilos cuánticos en sustratos de (001)InP con guías de onda libres de aluminio de $(\text{InP})_5/(\text{GaInAs})_4$ con emisión láser en $\sim 1.66 \mu\text{m}$ a 270 K. La corriente umbral de dispositivos formados con tres capas apiladas de hilos cuánticos se reduce un orden de magnitud respecto a los dispositivos con una capa simple de hilos cuánticos. El hecho de aumentar el número de capas implica un aumento en la ganancia y por tanto se reducen las corrientes umbrales y se consigue aumentar la temperatura de trabajo. Se observa emisión estimulada hasta un

temperatura de 280K a una longitud de onda de emisión de $\sim 1.66 \mu\text{m}$ para dispositivos de tamaño de tira de inyección de $15\mu\text{m} \times 3000\mu\text{m}$, con una densidad de corriente a esa temperatura de 2 kA/cm^2 .

El hecho de usar GaInAs/InP como pseudocuaternario implica un pobre confinamiento de las nanoestructuras de InAs debido al alineamiento de las bandas (band offset) pero este problema se puede resolver apilando más capas y así aumentar la ganancia. Tanto la guía de ondas como el efecto del apilado de varias capas, producen campos de tensiones, que afectan a la formación de las nanoestructuras. La técnica del recubrimiento parcial, ha demostrado que es capaz de reducir la formación de islas tridimensionales reduciendo el ancho de la emisión de los hilos cuánticos y por tanto mejorando las características de los dispositivos láser. Además se han crecido estructuras con barreras de AlInAs para el escape de electrones que, en base de trabajos publicados, se espera mejoren las características de los nuevos dispositivos láser.

-
- [60] E. C. Le Ru, P. Howe, T. S. Jones, and R. Murray. "Strain engineered InAs/GaAs quantum dots for $1.5 \mu\text{m}$ emitters" *Phys. Status Solidi C* **0**,1221 (2003).
 - [61] J. M. Ripalda, D. Granados, Y. González, A. M. Sánchez, S. I. Molina, J.M. García. "Room temperature emission at $1.6 \mu\text{m}$ from InGaAs quantum dots capped with GaAsSb" *Appl. Phys. Lett* **87**, 202108 (2005).
 - [62] H. Y. Liu, M. J. Steer, J. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, F. Suárez, J. S. Ng, M. Hopkinson, and J. P. R. David. "Room-temperature $1.6 \mu\text{m}$ light emission from InAs/GaAs quantum dots with a thin GaAsSb cap layer" *J. Appl. Phys.* **99**, 046104 (2006).
 - [63] David Fuster, Luisa González, Yolanda González, María Ujué González, and Juan Martínez-Pastor J. "Size and emission wavelength control of InAs/InP quantum wires" *Appl. Phys.* **98**, 033502 (2005)
 - [64] Schwertberger R, Gold D, Reithmaier J.P, Forchel "Long-Wavelength InP-Based Quantum-Dash Lasers" *Photonics Technol. Lett., IEEE* **14**, 735 - 737 (2002)
 - [65] Yueming Qiu, David Uhl, Rebecca Chacon, and Rui Q. Yang, "Lasing characteristics of InAs quantum-dot lasers on (001)InP substrate" *Appl. Phys. Lett*, **83**, 1704 (2003)
 - [66] S.H.Pyun, S.H. Lee, I.C. Lee, H.D. Kim, W.G.Jeong, J.W.Jang, N.J.Kim, M.S. Hwang, D.Lee, J.H.Lee and D.K.Oh. "Photoluminescence and lasing characteristics of InGaAs/InGaAsP/InP quantum dots" *J. Appl. Phys.* **96**, 5766 (2004).
 - [67] J.Brault, M.Gendry, G.Grenet, G.Hollinger, J.Olivares, B.Salem, T.Benyatou, and G.Bremond, "Surface effects on shape, self-organization and photoluminescence of InAs islands grown on InAlAs/InP(001)" *J. Appl. Phys.* **92**, 506 (2002).
 - [68] M.Gendry, C.Monat, J.Brault, P. Regreny, G.Holliger, B.Salem, G.Guillot, T.Benyattou, C.Bruchevallier, G.Bremond and O.Marty, "From large to low height dispersion for self-organized InAs quantum sticks emitting at $1.55 \mu\text{m}$ on InP (001)" *J. Appl. Phys.* **95**, 4761 (2004).
 - [69] Haeyeon Yang, P. Ballet, G. J. Salamo, "Formation of quantum wires and dots on InP(001) by As/P exchange" *J. Appl. Phys.* **89**, 7871 (2001).
 - [70] H. R. Gutierrez, M. A. Cotta and M. M. G. de Carvalho, "Faceting evolution during self-assembling of InAs/InP quantum wires" *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3854(2001).
 - [71] J.M. Garcia, L. Gonzalez, M.U. Gonzalez, J.P. Silveira, Y. Gonzalez, F. Briones, "InAs/InP(0 0 1) quantum wire formation due to anisotropic stress relaxation: in situ stress measurements" *J. Cryst. Growth*, **227-228**, 975-979, (2001).
 - [72] B. Jonas Ohlsson, Mark S. Miller. "Growth of strained GaAs islands on (0 0 1) GaP:: a RHEED study of quantum wire formation" *J. Cryst. Growth* **188 387** D391 (1998).

- [73] D.Fuster, M.U. González, Luisa González, Y.González, T.Ben, A.Ponce, S.Molina and J.M.Pastor, “Size control of InAs/InP quantum wires by tailoring P/As exchange” Appl. Phys. Lett. **85**, 1424 (2004).
- [74] D. Fuster, “Crecimiento y Caracterización de Hilos Cuánticos de Arseniuro de Indio Sobre Substratos de Fosfuro de Indio (InAs/InP)” Tesis Doctoral, diciembre (2005).
- [75] G. S. Solomon, J. A. Trezza, A. F. Marshall y J. S. Harris “Vertically Aligned and Electronically Coupled Growth Induced InAs Islands in GaAs”, Phys. Rev. Lett. **76**, 952 (1996).
- [76] Qianghua Xie, Anupam Madhukar, Ping Chen, y Nobuhiko P. Kobayashi. “Vertically Self-organized InAs Quantum Box Islands on GaAs (100)” Phys. Rev. Lett. **75**, 13, 2542-2545 (1995)
- [77] G. Springholz, M. Pinczolits, V. Holy, S. Zerlauth, I. Vavrac, G. Bauer “Vertical and lateral ordering in self-organized quantum dot superlattices” Physica E **9**, 149-163, (2001)
- [78] B. Alén, J. Martínez-Pastor, L. González, J. M. García, S. I. Molina, A. Ponce y R. García, “ Size-filtering effects by stacking InAs/InP (001) Self-assembled quantum wires into multilayers”, Phys. Rev.B. **65**, 241301(R) (2002)
- [79] David Fuster, María Ujué González, Luisa González, Yolanda González, T. Ben, A. Ponce, Sergio I. Molina. “Stacking of InAs/InP(001) quantum wires studied by in situ stress measurements: role of inhomogeneous stress fields”, Appl. Phys. Lett. **84**, 4723 (2004)
- [80] I. Alghoraibi, T. Rohel, N. Bertru, A. Le Corre, A. Létoublon, P. Caroff, O. Dehaese and S. Loualiche, “Self-assembled InAs quantum dots grown on InP (3 1 1)B substrates: Role of buffer layer and amount of InAs deposited” Journal of Crystal Growth, **293**, (2006) 263-268.
- [81] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, A.F. Tsalsulnikov, B.V. Volovik, P.S. Kopev, Z.I. Alferov, S.S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber and D. Bimberg. “Low threshold quantum dot injection laser emitting at 1.9 μm ” Electronics letters, **34**, 670- 672 (1998).
- [82] R.H.Wang, A. Stintz, P.M. Varangis, T.C. Newell, H.Li, K.J. Malloy and L.F.Lester, “Room-temperature operation of InAs quantum-dash lasers on InP (001)” Photon. Technol. Lett. **13**, (2001) 767-769.
- [83] G. Moreau, S. Azouigui, D.-Y. Cong, K. Merghem, A. Martinez, G. Patriarche, and A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, and F. Pommereau. “Effect of layer stacking and p-type doping on the performance of InAs/InP quantum-dash-in-a-well lasers emitting at 1.55 μm ” Appl. Phys. Lett. **89**, (2006) 241123.
- [84] G.B. Stringfellow, “Order and Surface Processes in III-V Semiconductor Alloys”, MRS Bulletin (1997) July 27-32.
- [85] M. A. Shahid, S. Mahajan, Laughlin H. M, Cox D. E. “Atomic ordering in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ and $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ alloy semiconductors” Phys. Rev. Lett. **58**, 2567 - 2570 (1987)
- [86] A.J.Springthorpe, T. Garanzotis, P.Paddon, G.Pakulski and K.I.White. “Strained 1.3 μm MQW AlGaInAs lasers grown by digital alloy MBE” Electron. Lett. **36**, (2000) 1031.
- [87] M. L.Dotor, P.Huertas, D.Golmayo and F.Briones “ $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ multiquantum well heterostructures, confined by pseudoquaternary (InP)_z/($\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$), short period superlattices lattice-matched to InP” Appl. Phys.Lett. **62**, (1993) 891.
- [88] Y. González, L. González y F. Briones. “Atomic layer molecular beam epitaxy growth of $\text{GaAs}_{1-x}\text{Px}$ layers: Study of P2 incorporation by the reflectance difference technique ”J. Vac. Sci. Tech.A **13**, (1995) 73-77.

- [89] P.A. Postigo, D. Golmayo, H.Gómez, D.Rodríguez and M. L. Dotor. "Improvement of the Temperature Characteristic of 1.3 μ m GaInAsP Laser Diodes with GaInAsP/InP Short-Period Superlattice Barriers" Jpn.J.Appl.Phys, 41, (2002) L565 –L567.
- [90] L. González, Y. González, M. L. Dotor, and J. M. Pastor. "Optical characterization of disordered In_xGa_{12x}P alloys" Appl. Phys. Lett. 72, (1998) 2595.
- [91] D. T. Emerson and J. R. Shealy. "Synthesis of InP-based 1.3 μ m band gap pseudoalloy by organometallic vapor phase epitaxy" Appl. Phys. Lett. 69, (1996) 2584-2586.
- [92] S. Anantathanasarn, R. Nötzel, P. J. van Veldhoven, F. W. M. van Otten, Y. Barbarin, G. Servanton, T. de Vries, E. Smalbrugge, E. J. Geluk, T. J. Eijkemans, E. A. J. M. Bente, Y. S. Oei, M. K. Smit, and J. H. Wolter. "Lasing of wavelength-tunable (1.55 μ m region) InAs/InGaAsP/InP (100) quantum dots grown by metal organic vapor-phase epitaxy" Appl. Phys. Lett. 89, (2006) 073115.
- [93] F. Briones, L. González, A. Ruiz. "Atomic layer molecular beam epitaxy (Almbe) of III–V compounds: Growth modes and applications" Applied Physics A 49, (1989) 729-737.
- [94] B. Alén, J. Martínez-Pastor, A. García-Cristóbal, L. González y J. M. García, "Optical transitions and excitonic recombination in InAs/InP self-assembled quantum wires" Appl. Phys. Lett. 78, (2001) 4025.
- [95] L. González, J.M. García, R. García, F. Briones, J. Martínez-Pastor, C. Ballesteros, "Influence of buffer-layer surface morphology on the self-organized growth of InAs on InP(001) nanostructures" Appl. Phys. Lett. 76, (2000) 1104.
- [96] M. Henini, M. Bugajskib, "Advances in self-assembled semiconductor quantum dot lasers" Microelectronics Journal 36, 950–956 (2005)
- [97] J.H. Marsh, D. Bhattacharyya, A. Saher Helmy, E.A. Avrutin, A.C. Bryce, "Engineering quantum-dot lasers" Physica E 8 154{163} (2000)
- [98] V.M. Ustinov , A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsulnikov, N.Yu. Gordeev, S.V. Zaitseva, Yu.M. Shernyakov, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov I, J. Brhrer, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Grsele. "Low-threshold injection lasers based on vertically coupled quantum dots" Journal of Crystal Growth 175/176 689-695 (1997).
- [99] C. Paranthoen, C. Platz, G. Moreau, N. Bertru, O. Dehaese, A. Le Corre, P. Miska, J. Even, H. Folliot, C. Labbé G. Patriarchec, J.C. Simonb, S. Loualichea, "Growth and optical characterizations of InAs quantum dots on InP substrate: towards a 1.55 μ m quantum dot laser" J.Cryst. Growth 251, 230-235 (2003).
- [100] F. Suárez, D. Fuster, L. González, Y. González, J. M. García, and M. L. Dotor "Self-assembled InAs quantum wire lasers on (001)InP at 1.6 μ m" Appl. Phys. Lett. 89, 091123 (2006)
- [101] I.-H. Tan, G.L. Snider, and E.L. Hu, "A self-consistent solution of Schrödinger-Poisson equations using a nonuniform mesh", J. of Applied Physics, 68, 4071 (1990).
- [102] I.R. Sellers, H.Y. Liu, T.J. Badcock, K.M. Groom, D.J. Mowbray, M. Gutiérrez, M. Hopkinson y M.S. Skolnick "Lasing and spontaneous emission characteristics of 1.3 μ m In(Ga)As quantum-dot lasers" Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 26,382-385, (2005)
- [103] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors" Physica, 34, Issue 1, 149-154 (1967)
- [104] M.L. Dotor, C. Quintana, and D. Golomayo. "Strain Induced Lateral Ordering in Ga_{0.22}In_{0.78}As/Ga_{0.22}In_{0.78}P Short Period Superlattices on (001) InP". J. of Electronic Materials. 30, 895-899, (1991)

- [105] D. Golmayo, M. L. Dotor and C. Quintana “Lateral composition modulation in strain compensated (GaInP)_m(GaInAs)_m short-period superlattices grown on (0 0 1) InP by atomic layer molecular beam epitaxy” *Journal of Crystal Growth*, 253, 167-173, (2003)
- [106] J. E. Fouquet and A. E. Siegman, “Room-temperature photoluminescence times in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As molecular beam epitaxy multiple quantum well structure” *Appl. Phys. Lett* **46**, 280 (1984)
- [107] Yueming Qiu; Uhl, D.; Chacon, R.; Yang, R.Q; “InAs quantum dot lasers on InP substrate” *Nanotechnology*, Third IEEE Conference on. 2, 364 – 367 (2003)
- [108] J. W. Jang, S. H. Pyun, S. H. Lee, I. C. Lee, Weon G, Jeonga R. Stevenson, P. Daniel Dapkus, N. J. Kim, M. S. Hwang, and D. Lee “Room temperature operation of InGaAs/InGaAsP/InP quantum dot lasers” *Appl. Phys. Lett.* 85, 17, (2004)
- [109] F. Lelarge, B. Rausseau, F. Poingt, F. Pommereau and A. Accard “Room Temperature Cw Operation Of Inas/Inp (100) Quantum Dots Based Burlied Ridge Stripe Lasers” 2005 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials.
- [110] Jin Soo Kim, Jin Hong Lee, Sung Ui Hong, Won Seok Han, Ho-Sang Kwack, Chul Wook Lee, y Dae Kon Oh “Room-Temperature Operation of InP-Based InAs Quantum Dot Laser” *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 1607-1609, (2004)
- [111] X.R. Yang, B. Xu, Z.G. Wang, P. Jin, P. Liang, Y. Hu, H. Sun, Y.H. Chen and F.L. Liu. “Room-temperature continuous-wave operation of InAs quantum-wire laser on InP(001) substrate” *Electronics Letters*, 42, 757- 758 (2006).
- [112] H.C. Casey, M. B. Panish. “Heterostructure Lasers. Part A: Fundamentals”. Quantum electronics. Academic Press. (1978)
- [113] S. K. Ray, K. M. Groom, R. A. Hogg, H. Y. Liu, M. Hopkinson, T. Badcock, D. J. Mowbray, and M. S. Skolnick “Improved Temperature Performance of 1.31μm Quantum Dot Lasers by Optimized Ridge Waveguide Design” *IEEE Photonics Technology Letters*, 17, 9, (2005).
- [114] M. Boroditsky, I. Gontijo, M. Jackson, R. Vrijen, E. Yablonovitch, Cheng, A. Scherer, Krames LumiLed, “Surface recombination measurements on III–V candidate materials for nanostructure light-emitting diodes” *J. Appl. Phys.* 87, 7 (2000).
- [115] A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, N. A. Maleev, S. S. Mikhlin, V. M. Ustinov, A. F. Tsatsul’nikov, M. V. Maximov, B. V. Volovik, D. A. Bedarev, Y. M. Shernyakov, P. S. Kop’ev, Z.I. Alferov, N. N. Ledentsov, D. Bimberg. “Long-wavelength lasing from multiply stacked InAs/InGaAs quantum dots on GaAs substrates” *App. Phys. Lett.* 75, 1926, (1999).
- [116] G. Moreau, S. Azouigui, D.-Y. Cong, K. Merghem, A. Martinez, G. Patriarche, and A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, and F. Pommereau. “Effect of layer stacking and p-type doping on the performance of InAs/InP quantum-dash-in-a-well lasers emitting at 1.55 μm”, *Appl. Phys. Lett.* 89, 241123 (2006).
- [117] O. B. Shchekin and D. G. Deppe, “1.3 μm InAs quantum dot laser with To 161 K from 0 to 80°C” *Appl. Phys. Lett.* 80, 18 (2002)
- [118] J. Maes, M. Hayne, Y. Sidor, B. Partoens, F. M. Peeters, Y. González, L. González, D. Fuster, J. M. García, and V. Moshchalkov “Electron wave-function spillover in self-assembled InAs/InP quantum wires” *Phys. Rev. B* **70**, 155311 (2004)
- [119] <http://www.nd.edu/~gsnider/>
- [120] G. I. Zinder, I. H. Tan, E. L. Hu. A self-consistent solution of Schrödinger-Poisson equations using a nonuniform mesh. *J. Appl. Phys.* **68**, 4071, (1990).

- [121] H. R. Gutierrez, M. A. Cotta, M. M. Carvalho “Faceting evolution during self-assembling of InAs/InP quantum wires” Appl. Phys. Lett. 79, 3854 (2001)
- [122] H. S. Djie, Y. Wang, D. Negro, and B. S. Ooi. “Postgrowth band gap trimming of InAs/InAlGaAs quantum-dash laser” Appl. Phys. Lett. 90, 031101 (2007)
- [123] C. Paranthoen, N. Bertru, O. Dehaese, A. Le Corre, S. Loualiche, B. Lambert, G. Patriarche. “Height dispersion control of InAs/InP quantum dots emitting at 1.55 μm ” Appl. Phys. Lett. 78, 12 (2001)
- [124] Jinyan Jin and Decheng Tian “Improved performance of 1.3 μm InGaAsP-InP lasers with an AlInAs electron stopper layer” Semiconductor Science and Technology, 18, 960-963 (2003).
- [125] Levon V Asryan, Serge Luryi. “Temperature-insensitive semiconductor quantum dot laser” Solid-State Electronics **47** 205–212 (2003)
- [126] J. Brault, M. Gendry, O. Marty, M. Pitaval, J. Olivares, G. Grenet, and G. Hollinger, “Staggered vertical self-organization of stacked InAs / InAlAs quantum wires on InP(001)”, Appl. Surf. Sci. 162/163, 584 (2000)
- [127] O. B. Shchekin and D. G. Deppe. “The role of p-type doping and the density of states on the modulation response of quantum dot lasers” Appl. Phys. Lett **80**, 2758 (2002)

5 Láseres de anillos cuánticos

En este capítulo se van a describir los principales resultados en el crecimiento por MBE y la caracterización de una estructura láser con tres capas apiladas de anillos cuánticos (QR) de InAs en la zona activa, sobre un sustrato de GaAs (001). El sistema InAs/GaAs es uno de los más estudiados, y sobre todo en el campo de las nanoestructuras de semiconductor existen numerosas publicaciones de dispositivos láser basados en puntos cuánticos (QD) de In(Ga)As en sustratos de GaAs (001). En nuestro caso hemos empleado capas apiladas de anillos cuánticos auto-ensamblados de In(Ga)As embebidos y espaciados por capas de GaAs como zona activa de una estructura láser. Este tipo de nanoestructura anular puede presentar propiedades específicas como son la captura de corrientes persistentes o efectos de desfase del tipo Aharonov-Bohm.¹²⁸ Se va a describir brevemente la formación de los anillos cuánticos a partir de puntos cuánticos auto-ensamblados así como algunas de sus principales características. La optimización del crecimiento de estas nanoestructuras se ha realizado en el grupo de MBE del IMM, bajo la dirección del Dr. JM.García.¹²⁹ Seguidamente se detallará la estructura láser así como sus propiedades ópticas y estructurales más importantes. Finalmente presentaremos la caracterización de los diodos láser y los dispositivos desarrollados para las medidas de foto-corriente.

5.1 Introducción

En el sistema In(Ga)As/GaAs se ha trabajado mucho durante los últimos años para su aplicación al desarrollo y fabricación de dispositivos opto-electrónicos basados en nanoestructuras semiconductoras de baja dimensionalidad. Algunas de las ventajas del empleo de nanoestructuras en dispositivos fueron demostradas como son: una reducción en la densidad de corriente umbral^{130,131,132}, menor sensibilidad a la temperatura de trabajo^{133,134}, etc. Se precisa un control importante en el tamaño, forma y densidad por unidad de superficie de los puntos cuánticos auto-ensamblados formados a partir de hetero-epitaxias (como pueden ser los sistemas: InAs/GaAs, InAs/InP, GaSb/GaAs). Estas propiedades estructurales y morfológicas determinan las propiedades opto-electrónicas de los dispositivos. Desafortunadamente la flexibilidad a la hora de poder variar la energía del “gap” en el caso de los puntos cuánticos no es la misma que para el caso de los pozos cuánticos. El tamaño de los puntos cuánticos está determinado por las condiciones óptimas de crecimiento empleadas para obtener distribuciones de tamaños estrechas. Para el sistema formado por puntos cuánticos de InAs crecidos sobre sustratos de GaAs(001), en el cual hemos centrado esta parte del trabajo, el hecho de emplear una temperatura de sustrato diferente o variar la proporción de elementos III/V, produce cambios en los tamaños de los puntos cuánticos, aumentando el ancho de la distribución de tamaños. Una posibilidad consiste en crecer los puntos cuánticos en las condiciones óptimas y modificar la dimensión vertical durante el recubrimiento. Una técnica muy útil que reduce la altura de los puntos cuánticos y, por tanto, se obtienen longitudes de onda de emisión de los puntos cuánticos más cortas, consiste en recubrir

parcialmente las islas de InAs con una capa de GaAs permitiendo que las islas originales se reorganicen¹³⁵. En particular, bajo condiciones específicas de crecimiento, es posible obtener anillos cuánticos (QR) que una vez embebidos en una matriz de GaAs, pueden funcionar en los límites cuánticos, libres de problemas de de-coherencia como es el caso de los anillos hechos mediante litografías.^{136,137,138,139} La posibilidad de cambiar el potencial de confinamiento de cada capa de anillos cuánticos hace posible ajustar la longitud de onda de emisión de los anillos cuánticos.¹⁴⁰ Además se ha demostrado que la fuerza de oscilador de estas nanoestructuras, para la transición en el estado fundamental, es tres veces mayor que para puntos cuánticos.¹⁴¹ Cuando se emplean anillos cuánticos en la zona activa de un dispositivo láser es necesario apilar capas para evitar problemas de saturación de la ganancia como es el caso de los puntos e hilos cuánticos. Se ha demostrado en trabajos anteriores que las pérdidas del modo óptico no cambian al apilar más capas, mientras que la ganancia modal obtenida para el estado fundamental del punto cuántico aumenta.¹⁴² En el caso de los anillos cuánticos, su densidad por unidad de área es bastante baja ($2-9 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$) por lo que es necesario apilar varias capas en el caso de que se usen como zona activa de dispositivos láser. Además, debido a las dimensiones laterales de los anillos ($100 \text{ nm} \times 90 \text{ nm}$) tampoco se puede aumentar la densidad de anillos por unidad de área, ya que se producen solapes entre anillos. Se han reportado trabajos teóricos¹⁴³ y experimentales¹⁴⁴ acerca de los efectos y condiciones de crecimiento de capas apiladas de anillos cuánticos.

5.2 Anillos cuánticos

La formación de los anillos cuánticos se produce como consecuencia de usar un recubrimiento parcial de puntos cuánticos de InAs en sustratos de GaAs (001). Se deposita InAs sobre GaAs a una temperatura entre 470-530°C para formar puntos cuánticos auto-ensamblados de InAs. Estos puntos cuánticos son bastante altos, entorno a 8 nm. Es fundamental tener una distribución de puntos muy uniforme entorno a este valor, ya que con puntos de altura menor de 7 nm se ha comprobado que no se forman los anillos. Después se hace un recocido de los puntos de InAs durante un minuto. A continuación se deposita una capa de GaAs de unos 2nm de espesor y se sube la temperatura del sustrato. Este recubrimiento parcial del punto cuántico produce una ruptura del equilibrio entre las diferentes componentes de la energía libre superficial que produce una fuerza que eyecta el material del punto cuántico, originando un cráter en forma de anillo.¹⁴⁵ Al recubrir parcialmente los puntos de InAs con GaAs, se comprime la base de los mismos produciendo una tensión que se propaga hasta el ápice de los mismos originando un cambio de fases. Una vez formados los anillos cuánticos, se recubren con GaAs. Se ha usado As₂ en lugar de As₄ ya que favorece la formación de puntos más grandes y uniformes y mejora la simetría de la forma del anillo resultante, típicamente con una presión de $1.5 \cdot 10^{-6}$ torr. En la **Figura 5.1** se muestra una imagen de AFM de 3x3 micras de anillos cuánticos sin recubrir. Estas nanoestructuras tienen típicamente una altura de aproximada 2 nm y las dimensiones de la base elíptica es de unos 100x85nm con el eje más largo situado en la dirección [1-10].

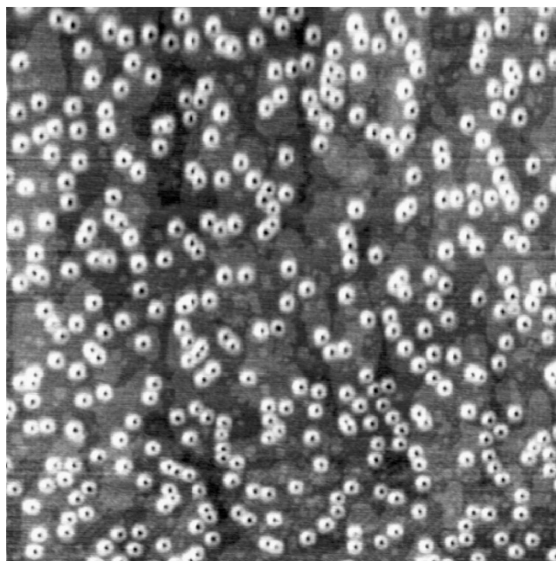


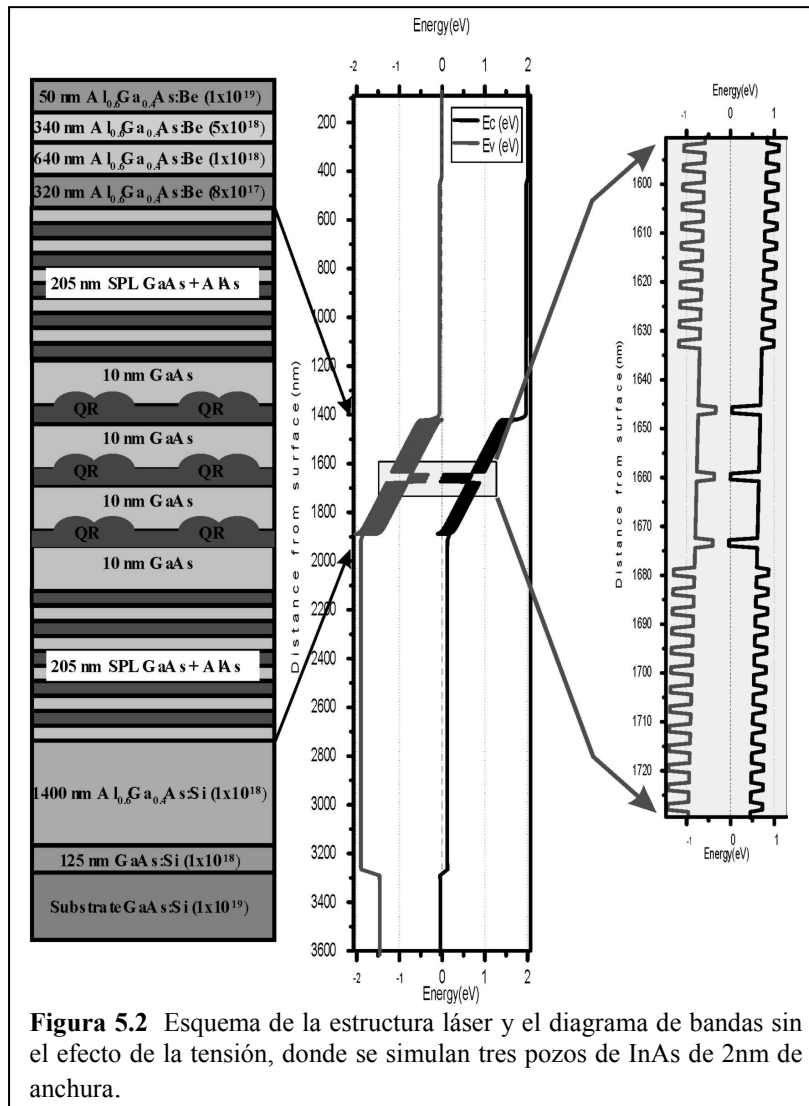
Figura 5.1 Imagen de AFM de 3x3 micras de una muestra de OR sin recubrir.

5.3 Láser de anillos cuánticos.

A continuación se va a describir las propiedades principales de un láser de tres capas apiladas de anillos cuánticos auto-ensamblados (QR) en la zona activa.

5.3.1 Descripción de las estructuras láser y Condiciones de crecimiento.

La estructura láser y todas las muestras de control se han crecido mediante MBE. La técnica RHEED ha sido usada para calibrar tanto la temperatura como las velocidades de crecimiento. Además muestra el momento preciso de la formación de los puntos cuánticos y de los anillos cuánticos, viendo la evolución del patrón del diagrama de difracción a lo largo de la dirección $[1-10]$ sobre una superficie (001) , para una temperatura y presión de arsénico dada. La estructura láser ha sido crecida rotando el sustrato para aumentar la uniformidad en composición en toda la muestra. Se ha usado As_4 en toda la estructura, excepto en las capas de anillos cuánticos, donde se ha usado As_2 . La estructura láser, del tipo SCH, consta de capas inyectoras de GaAs dopadas Be (tipo p+) y Si (tipo n+) respectivamente. La guía de ondas consiste en unas superredes formada por periodos de capas AlAs/GaAs donde se ha variado el número de capas de AlAs y de GaAs, obteniendo así un cambio escalonado tanto del potencial de confinamiento como del índice de refracción (a estas estructuras se les llaman GRIN, del inglés, *graded index waveguide*)¹⁴⁶. La zona activa está formada por tres capas apiladas de anillos cuánticos, separadas por capas espaciadoras de GaAs de 10 nm de espesor. En la **Tabla VII** se describe la estructura láser de anillos cuánticos completa y en la **Figura 5.2** se muestra, además del dibujo esquemático de la estructura láser, así como el diagrama de bandas asociado.



Para los contactos eléctricos tipo p y tipo n se ha usado la combinación de metales Au–Ge–Au y Cr–Au respectivamente. Se han realizado dispositivos de área ancha de anchura de tira de $40\text{ }\mu\text{m}$ con espejos exfoliados en la dirección (1-10) y con longitudes de cavidad desde 0.5 mm hasta 2mm. Se han medido las características opto-electrónicas de los diodos láser en función de la temperatura, gracias al empleo de un dedo frío de un criostato de circuito cerrado de He, usando pulsos de un microsegundo de duración para la excitación (0.1% duty cycle). Para obtener el espectro de emisión, se analiza la luz con un monocromador de una distancia focal de 0.22 m y la señal se mide con un detector de InGaAs o Ge. Para las medidas de la ganancia de los láseres se han medido espectros de alta resolución de emisión de luz espontánea y láser empleando un monocromador doble Spex 1404 doble de 0.85m de distancia focal.

Tabla VIII. Estructura láser de QR.**Superficie****Capa inyectora tipo P**50 nm GaAs dopado Be = $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 400 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopado Be = $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $x = 0.60$ 640 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopado Be = $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $x = 0.60$ 320 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopado Be = $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $x = 0.60$ **Guía de ondas**82 nm, $29 \times [5 \text{ Mc GaAs} + 5 \text{ Mc AlAs}]$, equivalente a $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x = 0.50$ 58 nm, $18 \times [7 \text{ Mc GaAs} + 5 \text{ Mc AlAs}]$, equivalente a $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x = 0.42$ 56 nm, $14 \times [9 \text{ Mc GaAs} + 5 \text{ Mc AlAs}]$, equivalente a $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x = 0.36$ **Región activa**

10 nm GaAs

2 Mc InAs + 2 nm GaAs

10 nm GaAs

2 Mc InAs + 2 nmGaAs

10 nm GaAs

2 Mc InAs + 2 nmGaAs

2.1 nm GaAs

56 nm, $14 \times [9 \text{ Mc GaAs} + 5 \text{ Mc AlAs}]$, equivalente a $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x = 0.36$ 58 nm, $18 \times [7 \text{ Mc GaAs} + 5 \text{ Mc AlAs}]$, equivalente a $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x = 0.42$ 82 nm, $29 \times [5 \text{ Mc GaAs} + 5 \text{ Mc AlAs}]$, equivalente a $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x = 0.50$ **Capa inyectora tipo n**1400 nm $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopado Si = $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $x = 0.60$ **5.3.2 Caracterización de las epitaxias**

Las epitaxia láser se ha estudiado también esta vez mediante la técnica de caracterización óptica convencional de fotoluminiscencia ya descrita anteriormente. En la **Figura 5.3** se representa la medida de fotoluminiscencia de la estructura láser en función de la temperatura. Se puede ver un pico a una longitud de onda de entorno a una micra que domina la emisión a bajas temperaturas, con una cola de emisión hacia longitudes de onda más largas. En el otro extremo, longitudes de onda más cortas, se observa unos picos no resueltos, que pueden asociarse al GaAs y a la capa de mojado. A medida que la temperatura aumenta, la intensidad de este pico decae, y a partir de 200K ya no es dominante. Para los anillos cuánticos el escape térmico de los portadores a estas temperaturas es ya muy importante. Debido a que estas nanoestructuras son muy planas, 2nm de altura, sus niveles energéticos están más próximos entre ellos que en el caso de puntos cuánticos, que son más altos. Además, los niveles excitados de los anillos cuánticos están cerca de los niveles de la capa de mojado, resultando una vía de escape fácil de los portadores desde las nanoestructuras hacia la capa de mojado. La emisión de PL que se observa a temperaturas cercanas a la ambiente en el rango de 1.2 a 1.3 μm es posible que no esté asociada a los anillos cuánticos. Esta emisión puede proceder del sustrato de GaAs tipo-n, dopado con Si, que se ha usado en el crecimiento de la estructura láser. Medidas de PL realizadas en sustratos de este tipo sin epitaxia en su superficie, muestran picos en esta zona del espectro. En la **Figura 5.4** se representa la intensidad integrada de PL de la banda de anillos cuánticos y del pico de PL de la capa de mojado en función de la temperatura. Se puede ver un decaimiento exponencial con la temperatura de la intensidad de fotoluminiscencia procedente de los anillos cuánticos. En el caso de la capa de mojado se produce una disminución exponencial de la intensidad de 77K a 120K para luego mantenerse hasta 300K, probablemente por el hecho de compensar el escape térmico de portadores hacia el GaAs con la captación de portadores procedentes de los anillos cuánticos.

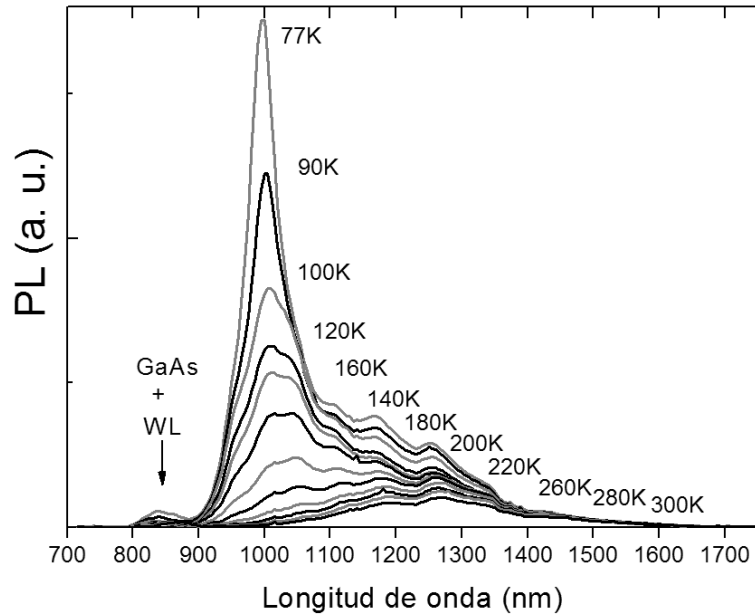


Figura 5.3 Medida de fotoluminiscencia en función de la temperatura de la epitaxia láser con tres capas apiladas de anillos cuánticos en la zona activa.

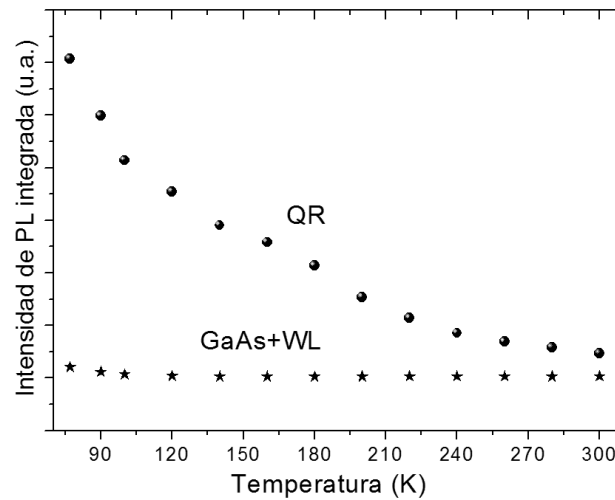


Figura 5.4 Intensidad integrada de los picos de fotoluminiscencia del GaAs + capa de mojado (WL) y de los anillos cuánticos (QR).

A temperaturas por debajo de 100K la guía de ondas de la estructura láser, compuesta por superredes AlAs/GaAs atrapa portadores que se recombinan radiativamente a longitudes de onda entre 600 y 700 nm (ver **Figura 5.5**). Por tanto, estos portadores que quedan atrapados en las superredes no llegan a los anillos cuánticos. Estas pérdidas también existen cuando inyectamos corriente, haciendo que la corriente umbral de los láseres aumente, como se verá más adelante.

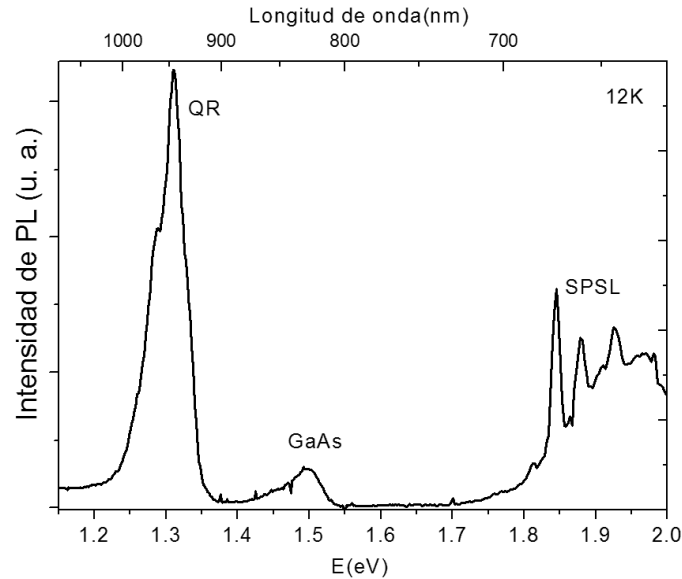


Figura 5.5 Medida de fotoluminiscencia a 12K de la epitaxia láser en la que se puede ver la emisión de la guía de ondas (SPSL), la emisión del GaAs y de los anillos cuánticos (QR).

5.3.3 Caracterización de los dispositivos

Se van a estudiar las características eléctricas y ópticas de los dispositivos láser y así obtener alguno de sus parámetros de funcionamiento. Se han fabricado láseres de área ancha (40 μm). La combinación de los metales Au-Ge-Au y Ti/Pt/Au se han usado para los contactos tipo n- y p, respectivamente. Mediante el exfoliado a lo largo de la dirección cristalina [1-10] se han formado cavidades ópticas tipo Fabry-Perot de longitudes en el rango de 1 mm a 2 mm.

5.3.3.1 Potencia de luz emitida en función de la corriente inyectada. Corriente umbral y T_0 .

La medida de la luz emitida en función de la corriente inyectada, de un diodo láser con una cavidad de 2 mm de longitud, en el intervalo de temperaturas de 15K a 150 K, se muestra en **Figura 5.6**. En la **Figura 5.7** se muestran los valores de la densidad de corriente umbral (J_{th}) de tres diodos de longitudes de cavidad de 1, 1.5 y 2 mm respectivamente. El valor mas bajo de densidad de corriente umbral es 69 A cm^{-2} por capa de anillos cuánticos a 77K para el dispositivo con una cavidad de 2mm de longitud. No se ha obtenido emisión estimulada por encima de 180 K. Se puede ver que el valor de la densidad de corriente umbral se reduce cuando se disminuye la temperatura desde 150K a 77K. Sin embargo aumenta por debajo de 77K. Esta última tendencia puede deberse a que las superredes de periodo corto atrapan portadores que pueden recombinarse radiativamente a temperaturas inferiores a 77K. De hecho, por debajo de esta temperatura los diodos se “ven” rojos dentro del criostato. Además para este rango de temperaturas el valor de la corriente umbral puede cambiar bastante ya que al aumentar la temperatura los portadores que atrapa a SPSL pueden difundirse hacia los QR. Este efecto hace que el valor de la temperatura característica sea bajo, incluso negativo, $T_0 = -40$ K. Si embargo el valor de T_0 aumenta para el intervalo de 77K a 120 K, ($T_0 = 80$ K), ya que los efectos de la SPSL ya no influyen a la corriente umbral. Para $T > 120$ K los efectos del escape térmico de los portadores a la capa de mojado (WL) hace que el valor de la T_0 disminuya de nuevo a valores ≈ 40 K (ver **Tabla VI**). El volumen de la zona activa formada por QR es un orden de magnitud menor que en el caso de una zona activa formada por QD y dos ordenes de magnitud menor para el caso de un pozo cuántico. Esto hace que el factor de confinamiento óptico de las estructuras con zona activa formada por anillos, sea reducido y por tanto la ganancia menor. Con solo tres capas apiladas de anillos cuánticos no se consigue emisión láser por encima de los 180K debido a que se satura la ganancia, incluso de los niveles excitados. Para solucionar este problema es necesario apilar mas capas, al menos 30, si queremos igualar el

número de anillos cuánticos con los de puntos cuánticos utilizados en láseres. Usar barreras asimétricas para evitar el escape de electrones y huecos respectivamente sería una mejora, también, para estos dispositivos.^{147,148} Otro modo de mejorar la estructura podría consistir en seleccionar por efecto túnel selectivo la inyección de portadores hacia los anillos cuánticos.^{149,150}

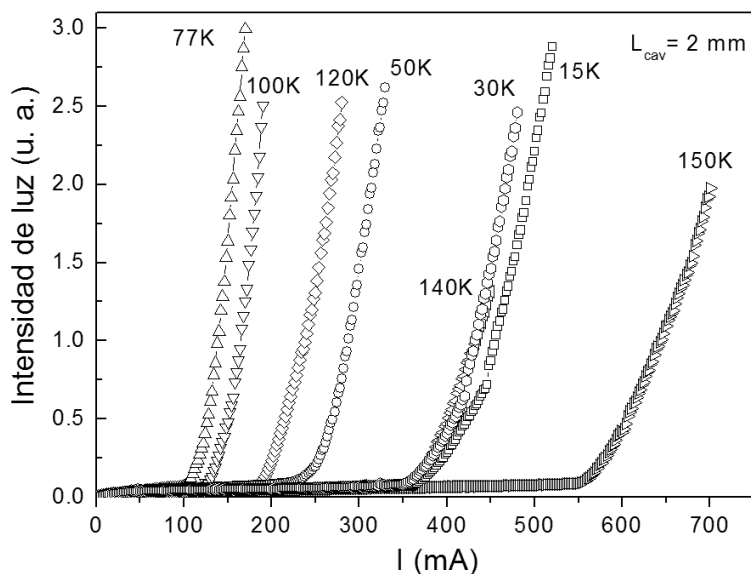


Figura 5.6 Intensidad de la luz emitida por un diodo láser de 2 mm de longitud de cavidad en función de la corriente inyectada. Para temperaturas de 15K, 30K, 50K, 77K, 100K, 120K, 140K y 150K.

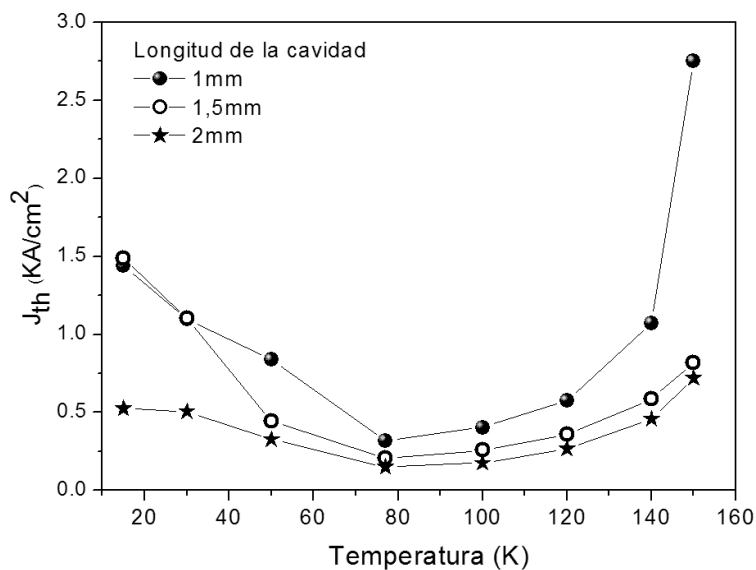


Figura 5.7 Densidad de corriente umbral de tres dispositivos láser de longitudes de cavidad de 1, 1.5 y 2mm.

Tabla IX. Valores de T_0 de la estructura láser con tres capas apiladas de hilos cuánticos para anchos de tira de 5, 15 y 40 μm .

L(mm)	T_0 (K) (15-50K)	T_0 (K) (50-100K)	T_0 (K) (100-150K)
1mm	-65 +/- 2	-	52 +/- 2
1.5mm	-42 +/- 2	-90 +/- 2	25 +/- 2
2mm	-39 +/- 2	-39 +/- 2	42 +/- 2

5.3.3.2 Emisión espectral.

La **Figura 5.8** muestra el espectro de emisión multi-modal de un diodo láser medido a temperaturas de 120, 77, 50 and 15 K para densidades de corriente de 1.6 veces J_{th} . La emisión láser procede de las recombinaciones desde los niveles de energía excitados de los anillos cuánticos, como se puede comprobar de la comparación con los picos de PL. A muy bajas temperaturas ($T < 50K$) se observan dos grupos de líneas multi-modales a 907 y 921 nm separadas por 21 meV. Los modos más intensos emiten a longitudes de onda más altas (energías de estados excitados más bajas). Los modos adicionales, a longitudes de onda más bajas, que corresponden a los estados excitados próximos a los niveles de la capa de mojado, hacen que la corriente umbral sea mayor para estas temperaturas. A partir de 77K, los espectros se hacen más estrechos y las corrientes umbrales disminuyen. Como se vió anteriormente, en este intervalo de bajas temperaturas la T_0 era negativa.

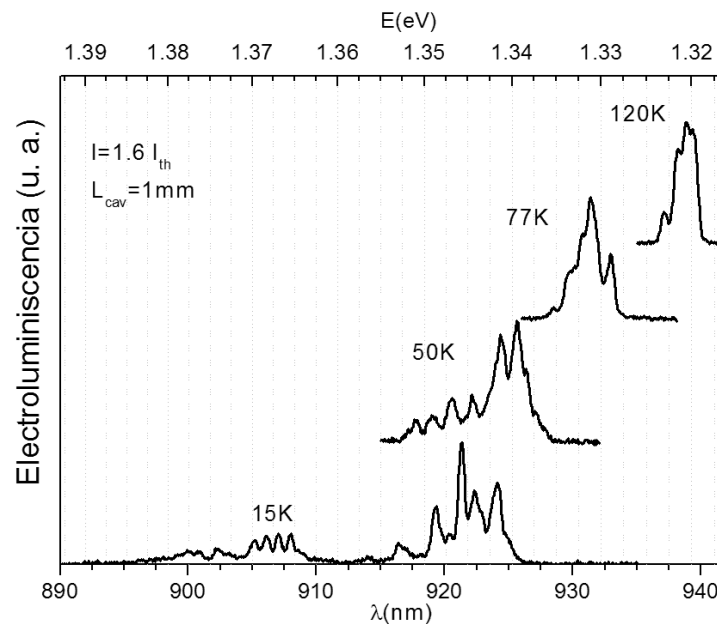


Figura 5.8 Medida de electroluminiscencia de un diodo láser de 1mm de longitud de cavidad y una inyección de corriente 1.6 veces la corriente umbral, para temperaturas de 15K, 50K, 77K y 120K.

5.3.3.3 Electroluminiscencia (EL).

Para realizar las medidas de electroluminiscencia en corriente continua (CW), se han fabricado las mismas estructuras en forma de mesa anular que se emplearon para medir la fotocorriente en el caso de los láseres de hilos cuánticos. En la **Figura 5.9** se muestra una imagen de la superficie de la estructura láser de anillos cuánticos una vez finalizado el proceso de tecnología de las mesas anulares.

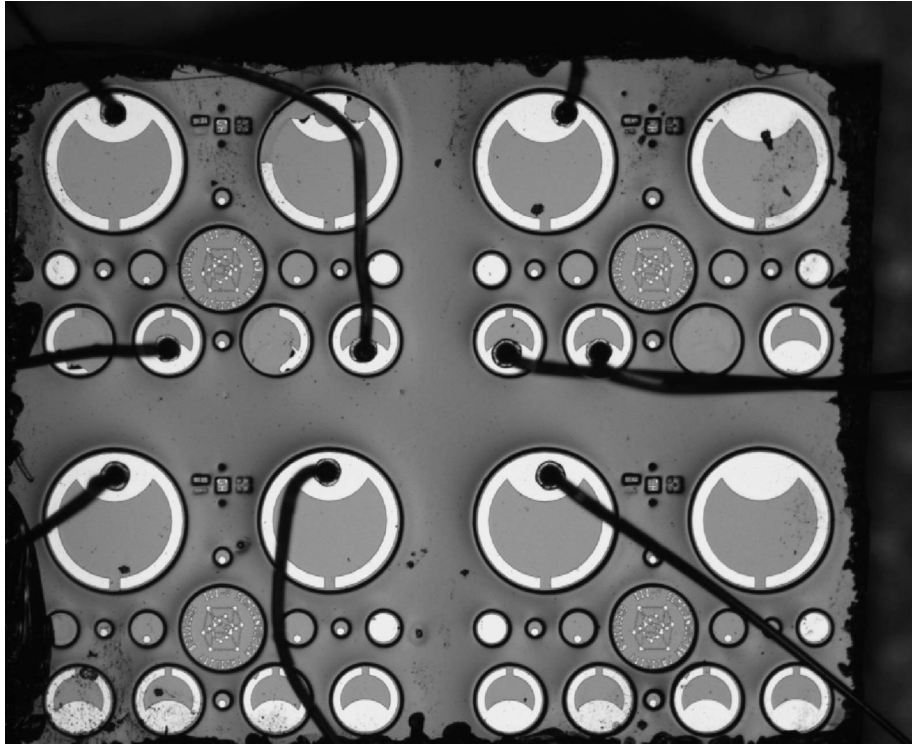


Figura 5.9 Imagen de las estructuras en forma de mesa circular empleadas en los estudios de electroluminiscencia en la estructura láser de anillos cuánticos. Las mesas grandes tienen un diámetro de $400\ \mu\text{m}$, mientras que las pequeñas, de $200\ \mu\text{m}$. La profundidad del ataque es de varias micras. Para inyectar la corriente se usa un hilo de oro que se suelda al contacto anular también de oro.

En la **Figura 5.10** se muestra la intensidad de electroluminiscencia de la estructura láser para temperaturas de 5K, 70K, 150K y 300K y diferentes corrientes de inyección en CW, para una mesa de $400\ \mu\text{m}$. A 5K se ha medido desde $10\ \mu\text{A}$ a 2 mA; a 70K y 150K de $10\ \mu\text{A}$ a 10 mA; y a 300K desde 5 mA a 100mA. Se puede ver, en todo el intervalo de temperaturas, que al aumentar la corriente de inyección, aumenta la señal de electroluminiscencia ya que se pueblan más nanoestructuras. La señal de electroluminiscencia está formada por varios picos de emisión que corresponden al nivel de energía fundamental y a varios excitados de los anillos cuánticos. Al aumentar la temperatura, la longitud de onda de emisión de los distintos niveles de los anillos se desplaza hacia el infrarrojo. Por otro lado para temperaturas altas, las contribuciones de los estados excitados a la señal de electroluminiscencia son mayores y al aumentar la corriente de inyección, para una temperatura fija, la señal de electroluminiscencia aumenta y se ensancha hacia longitudes de onda más corta como consecuencia del llenado de los estados excitados. A temperatura ambiente, la emisión del nivel fundamental se observa en una longitud de onda de $1.1\ \mu\text{m}$. A partir de 180K aparece un pico de emisión a longitudes de onda más cortas, que puede tener su origen en los estados excitados de los anillos cuánticos muy próximos a la capa de mojado. Para temperaturas cercanas a la ambiente, este pico aumenta su señal con la corriente de inyección, llegando a superar a la de los estados de más baja energía.

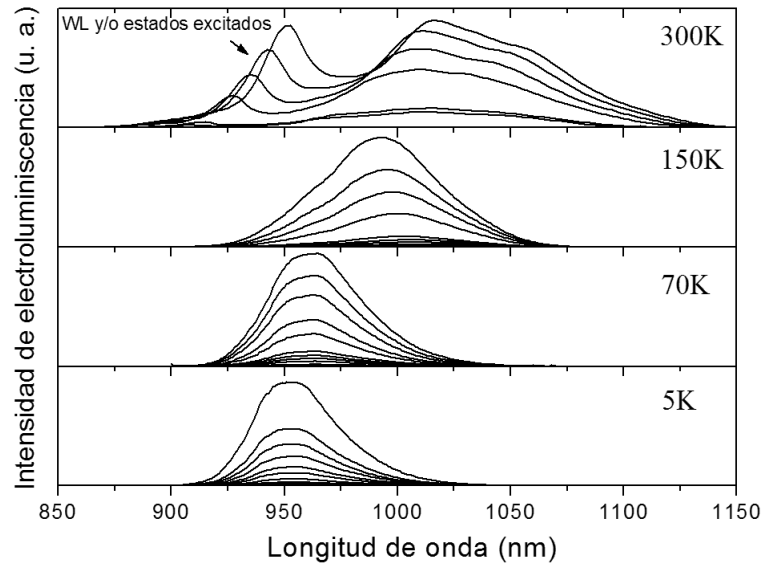


Figura 5.10 Intensidad de electroluminiscencia de la estructura láser para diferentes corrientes de inyección y temperaturas de 5K, 70K, 150K y 300K

En la **Figura 5.11** se presenta la intensidad integrada de la señal de electroluminiscencia en CW de los anillos cuánticos para las temperaturas de 77K, 90K, 120K, 180K, 150K, 220K y 300K, en función de la corriente inyectada. Se puede ver que la señal de electroluminiscencia aumenta con la corriente inyectada pero tiende a hacerlo con menor velocidad para corrientes altas. A bajas temperaturas, los efectos térmicos se producen en la estructura láser para corrientes mayores de 10 mA. A temperaturas mayores de 180K se observa claramente un efecto de saturación. Posiblemente haya una contribución de escape térmico de portadores desde las nanoestructuras hacia niveles energéticos más altos.

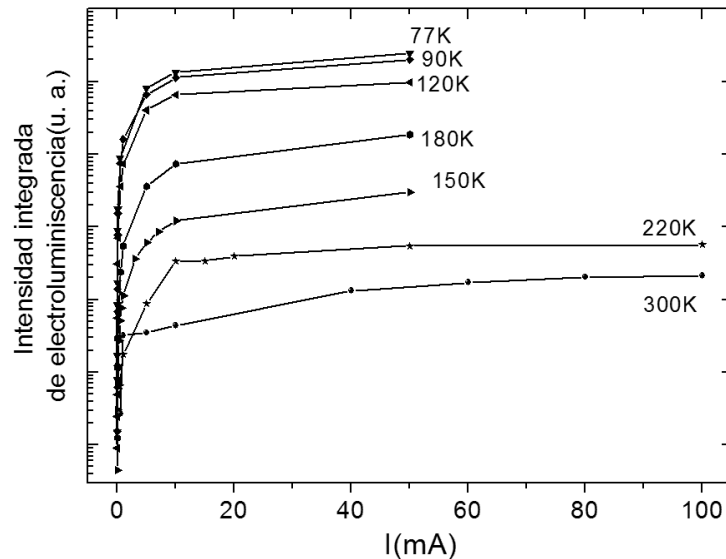


Figura 5.11 Intensidad integrada de la señal de electroluminiscencia de los anillos cuánticos para las temperaturas de 77K, 90K, 120K, 180K, 150K, 220K y 300K, en función de la corriente inyectada.

Los efectos de la temperatura se pueden observar en la **Figura 5.12**, donde se muestra la medida de la electroluminiscencia normalizada a 77K y a 300K, de la estructura láser para una

misma corriente continua de inyección de 50 mA. En la señal de electroluminiscencia a 77K sólo se observa la señal correspondiente a los niveles de los anillos más bajos en energía centrada en 973.5 nm, mientras que a 300K se observa una señal muy intensa y estrecha en 935 nm junto con la señal del pico más ancho e intenso centrado en 1013 nm. La posición de este pico que aparece a temperaturas más altas varía mucho con la corriente inyectada. Desde 10 mA de corriente de inyección hasta 100 mA, se desplaza 42 nm (ver **Figura 5.13**, parte superior). Es decir, a altas temperaturas, como 300K, la señal de electroluminiscencia a bajas corrientes tiene su origen en los niveles más bajos de los anillos cuánticos. Sin embargo, cuando se sube la corriente, estados más energéticos (longitudes de onda más bajas) cobran mayor peso, llegando a superar la señal de los niveles más bajos. Y además, este pico tiene un comportamiento anómalo, ya que a medida que se sube la corriente se desplaza hacia energías más bajas, es decir, hacia longitudes de onda más largas (ver **Figura 5.13**, parte inferior).

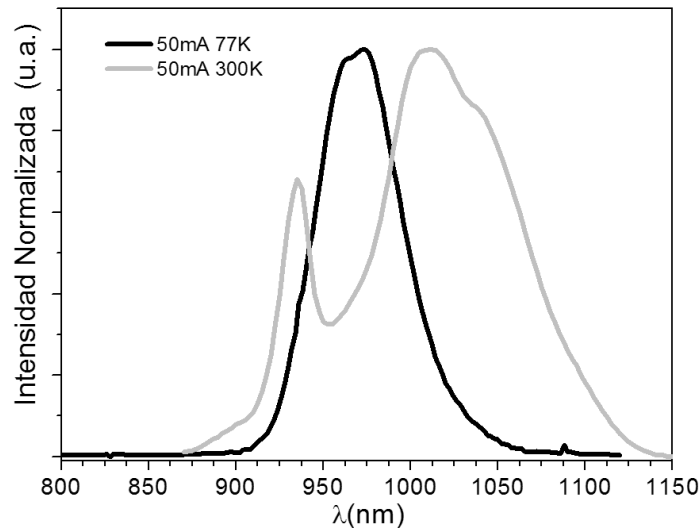


Figura 5.12 Medida de la electroluminiscencia normalizada a 77K y a 300K de la estructura láser. La corriente continua de inyección es de 50 mA.

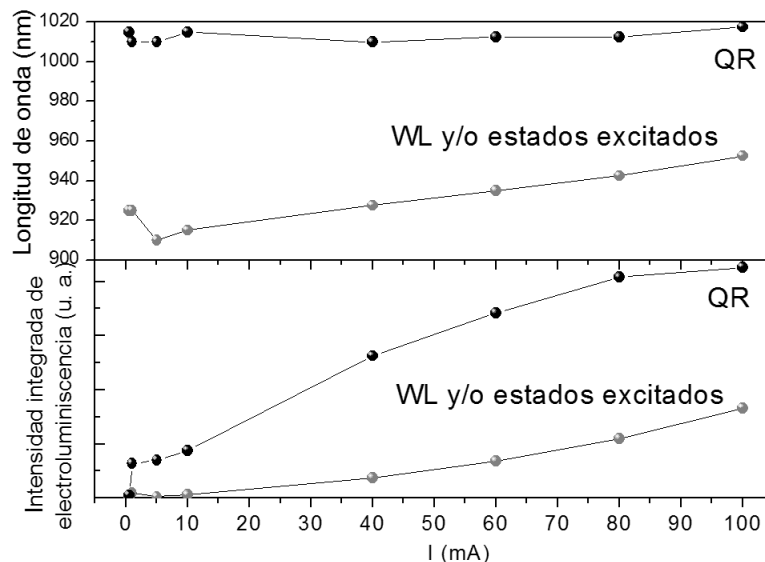


Figura 5.13 Medida de la longitud de onda del máximo de las señales de electroluminiscencia de los anillos cuánticos (QR) y de la capa de mojado (WL) a 300K (arriba). Intensidad integrada de la señal de electroluminiscencia de los anillos cuánticos (QR) y de la capa de mojado (WL) (abajo) a 300K.

5.3.3.4 Fotocorriente (PC).

En la **Figura 5.14** se muestra las medidas, a 77K, de fotoluminiscencia (PL), electroluminiscencia (EL) a 10 μA , y de fotocorriente (PC) a un voltaje de -25V de la estructura láser de anillos cuánticos para una mesa anular de 400 μm . En la fotocorriente se distinguen, a longitudes de onda largas, entre tres y cuatro cambios de pendiente, correspondientes a diferentes estados energéticos de los anillos cuánticos (marcados con números), y a longitudes de onda más cortas dos cambios más, una correspondiente a la capa de mojado (WL) y otra correspondiente al GaAs. El pico de fotoluminiscencia está centrado en 989.5 nm, que coincide con el nivel fundamental de los anillos cuánticos (1). La electroluminiscencia (EL) está centrada en 965 nm, que coincide con el primer estado excitado (2). A la señal de PL contribuyen el estado fundamental y los excitados de los anillos cuánticos de bajas energías, mientras que en electroluminiscencia se observan los estados excitados de los anillos cuánticos principalmente aunque también contribuye el estado fundamental a la señal. Esto se debe a que los estados de energía más baja se saturan enseguida con la corriente inyectada en el diodo y los niveles de energía más alta contribuyen a la señal de forma más intensa, ya que densidad de estados es mayor.

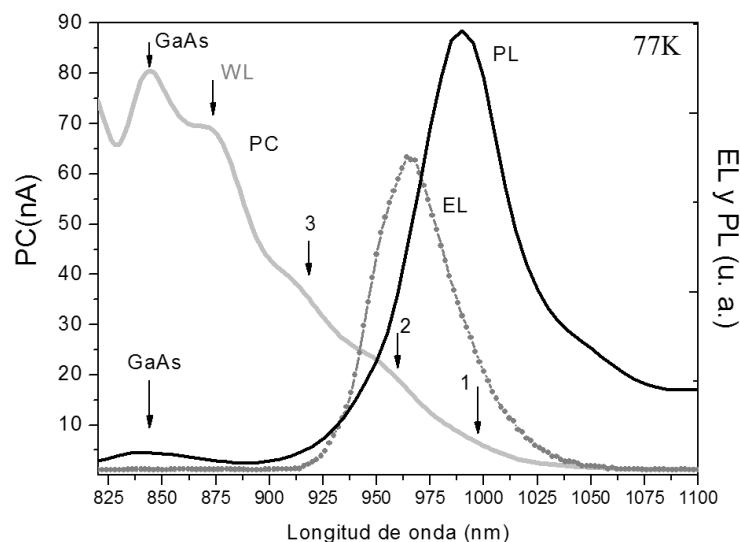


Figura 5.14 Medidas a 77K de la fotoluminiscencia (PL), de la electroluminiscencia (EL) a una corriente de inyección de 10 μA , y de la fotocorriente (PC) a un voltaje en inversa de 25V.

En la **Figura 5.15** se muestra las medidas, a 180K, de fotoluminiscencia (PL), electroluminiscencia (EL) a 1 mA, y de fotocorriente (PC) a un voltaje de -25V. Se ha representado en escala logarítmica la señal de electroluminiscencia (EL) y de fotoluminiscencia (PL) para poder apreciar mejor los picos. En este caso también la posición, tanto de los picos de PL como los de EL, coincide con los estados que se distinguen en la señal de fotocorriente (PC). A esta temperatura, en la EL se observa un pico a altas energías comprendido entre las longitudes de onda de la capa de mojado y de un estado de alta energía de los anillos cuánticos (4). Este pico de emisión persiste para temperaturas desde 180K a 300K cobrando mayor intensidad como se muestra a continuación.

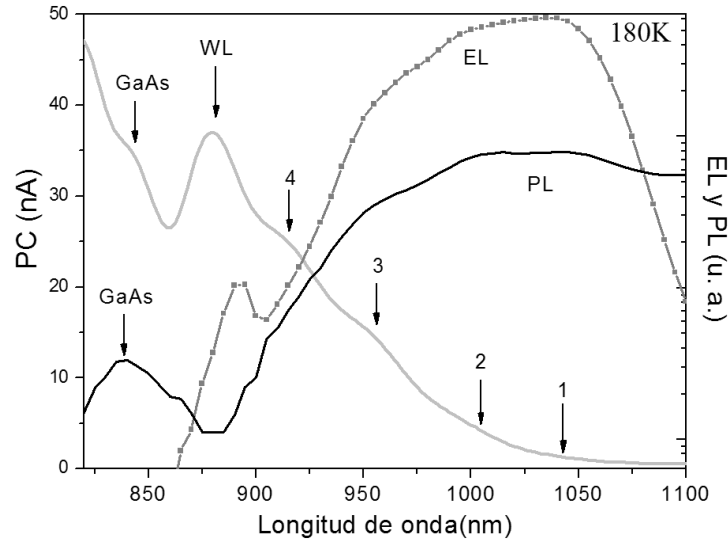


Figura 5.15 Medidas a 180K de la fotoluminiscencia (PL), de la electroluminiscencia (EL) a una corriente de inyección de 1 mA, y de la fotocorriente (PC) a un voltaje en inversa de 25V.

En la **Figura 5.16** se representa las medidas a 300K de: la electroluminiscencia (EL) para corrientes de inyección de 5, 10, 40, 60, 80 y 100 mA, (arriba) y de la fotocorriente (PC) para voltajes en inversa de 0, 2, 3, 4, 6, 7, 8, 10, 13, 17 y 20V (abajo). Se observa que cuando se aumenta el voltaje en inversa por encima de 7V, la señal correspondiente a la capa de mojado, disminuye y a la vez aumenta la señal a energías correspondientes a niveles de excitados de los anillos (1). Por otro lado, el pico estrecho que se observa en la señal de electroluminiscencia, se mueve desde longitudes de onda cercanas a la capa de mojado a longitudes de onda del nivel excitado de los anillos.

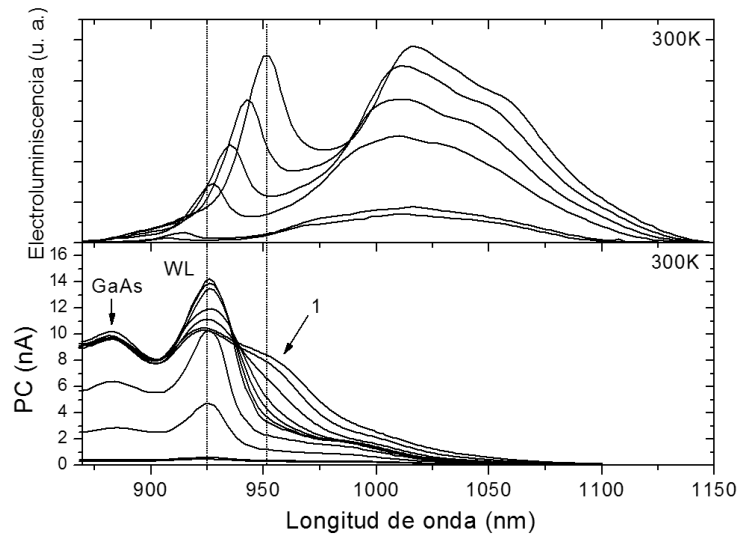


Figura 5.16 Medidas a 300K de: la electroluminiscencia (EL) para corrientes de inyección de 5, 10, 40, 60, 80 y 100 mA, (arriba) y de la fotocorriente (PC) para voltajes en inversa de 0, 2, 3, 4, 6, 7, 8, 10, 13, 17 y 20V (abajo).

5.3.3.5 Medidas del espectro de ganancia en diodos láser.

Los láseres de semiconductor con puntos cuánticos como zona activa, han sido de gran interés para la comunidad científica debido a las propiedades únicas que tienen los puntos cuánticos, como puede ser el hecho de presentar una densidad de estados con una distribución en energía tipo delta de Dirac. Sin embargo la superposición del campo óptico del modo que se guía en la zona activa del láser con la región de ganancia formada por los puntos cuánticos es muy pequeña ya que estos tienen unas dimensiones pequeñas y una separación finita entre puntos cuánticos. Este efecto puede implicar que la ganancia modal máxima sea menor que la de un pozo cuántico. Esto no es una desventaja, siempre que la ganancia modal sea suficientemente grande como para superar las pérdidas ópticas. En esta sección se va a utilizar el método de Hakki-Paoli para estudiar la dependencia espectral de la ganancia con la corriente de inyección. Se ha utilizado un láser de anillos cuánticos de área ancha (tira de contacto de 40μm), con una longitud de cavidad de 1.5 mm. Se han usado pulsos de corriente de 5 μs con un periodo de repetición de 1 ms. Para las medidas espectrales de alta resolución se ha utilizado un monocromador doble con una distancia focal de 0.85 m y un detector de Ge refrigerado con nitrógeno líquido.

La ganancia espectral se determina mediante usando el método de Hakki-Paoli.¹⁵¹ Por debajo del umbral, la luz espontánea que emite la zona activa sufre varias reflexiones en los espejos de la cavidad produciéndose interferencias constructivas y destructivas dependiendo del camino óptico que recorre la luz en una vuelta. Por tanto la intensidad de la luz emitida por el diodo láser está modulada por una serie de oscilaciones Fabri-Perot. El coeficiente neto de pérdidas de la cavidad (γ) se calcula a partir de los máximos y mínimos de las oscilaciones como:

$$\gamma = \frac{1}{L} \ln(R) + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{r^{\frac{1}{2}} + 1}{r^{\frac{1}{2}} - 1}\right), \quad (5.1)$$

donde R es la reflectividad de los espejos y L la longitud de la cavidad láser. r es el cociente entre el máximo de la oscilación del campo óptico y el mínimo. Por tanto se puede medir γ en función de la longitud de onda y cuando tome un valor negativo se estará determinando la ganancia. Para inyecciones de corrientes bajas, r tiende a valer uno, consistente con pérdidas de cavidad elevadas. Mientras que, para valores de r grandes γ tiende a valer $(1/L)\ln(R)$ que es la condición para obtener emisión láser. La **Figura 5.17** muestra una serie de espectros a 70K por debajo del umbral para corrientes de inyección de 607 mA y 611mA y por encima del umbral de 613 mA, 616 mA, 622 mA, 632 mA, 648 mA, y 650 mA. Cerca del umbral se observan las oscilaciones Fabri-Perot y según se aumenta la corriente, el cociente entre la intensidad del máximo y del mínimo, aumenta. La resolución del monocromador es de 0.08 Å que es sensiblemente menor que la distancia entre modos (0.76Å), así se asegura que no se sobreestima la medida. Para corrientes por encima del umbral se pueden ver varios grupos de modos láser resueltos, típico de una distribución multimodal de un diodo de área ancha. La longitud de onda de emisión láser está centrada a 926 nm. Esta longitud de onda se corresponde con estados excitados de los anillos cuánticos deducido anteriormente de las medidas de PC, PL y EL.

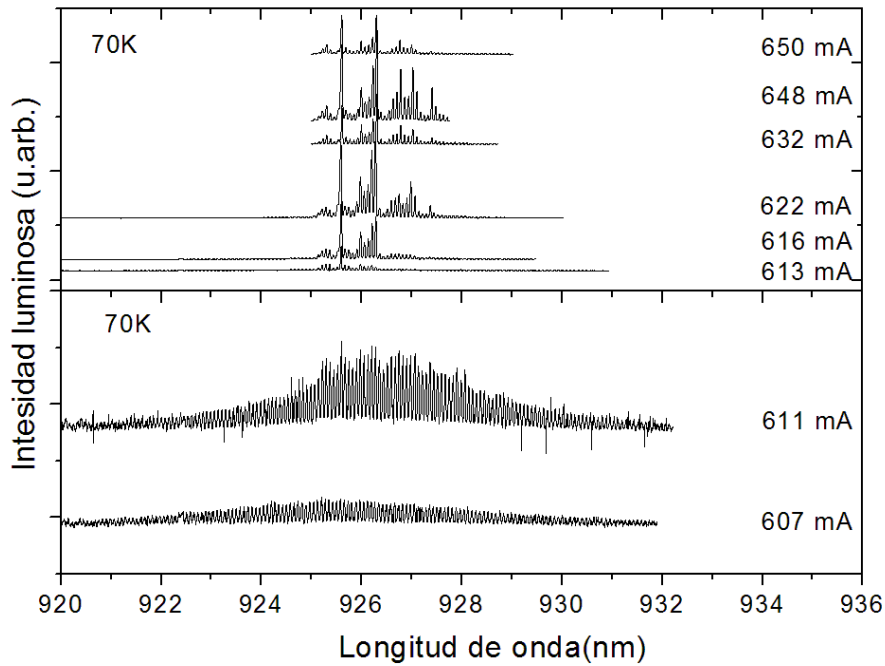


Figura 5.17 Espectro de emisión a 70K de un diodo láser de anillos cuánticos de longitud de cavidad de 1.5 mm para corrientes de inyección de 607 mA, 611 mA, 613 mA, 616 mA, 622 mA, 632 mA, 648 mA, y 650 mA.

En la **Figura 5.18** se representa el espectro de emisión de electroluminiscencia a 90K. La longitud de onda de emisión está centrada en torno a 926 nm. Se han medido espectros de electroluminiscencia por debajo del umbral para corrientes de inyección de 550 mA y 560 mA y por encima del umbral para corrientes de 570 mA y 578 mA.

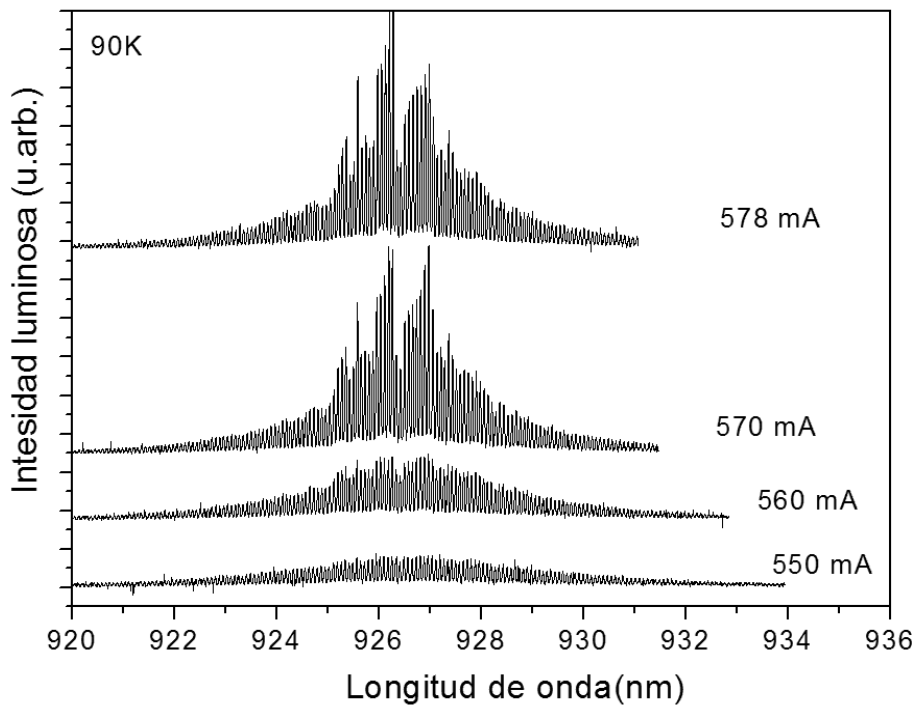


Figura 5.18 Espectro de emisión a 90K de un diodo láser de anillos cuánticos de longitud de cavidad de 1.5 mm para corrientes de inyección de 550 mA, 560 mA, 570 mA, y 578 mA.

En las **Figura 5.19** y **Figura 5.20** se representa el espectro de emisión de electroluminiscencia a 120K medido a las corrientes de inyección que se indican en las figuras.

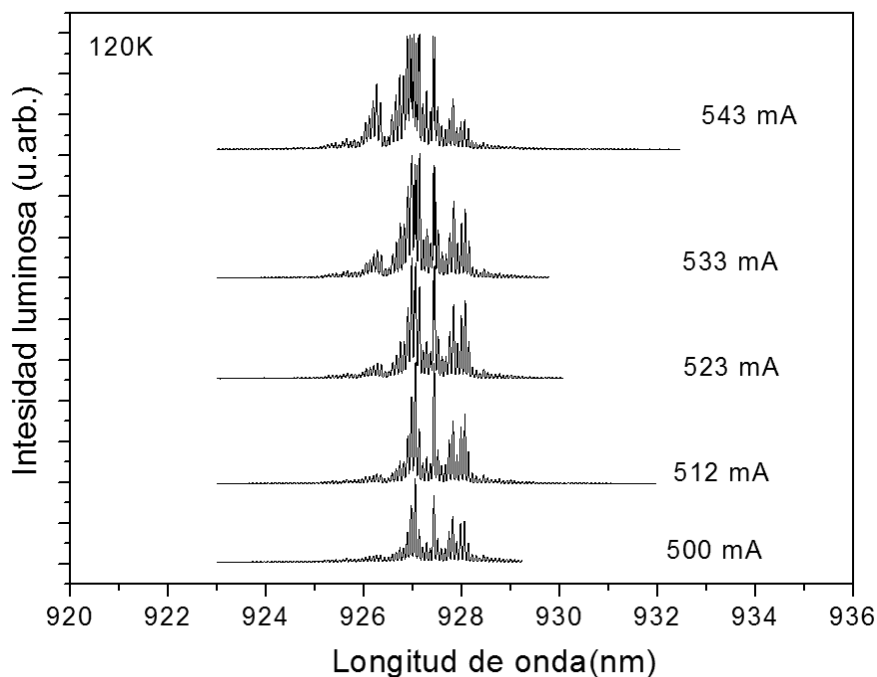


Figura 5.19 Espectro de emisión a 120K de un diodo láser de anillos cuánticos de longitud de cavidad de 1.5 mm para corrientes de inyección de 543 mA, 533

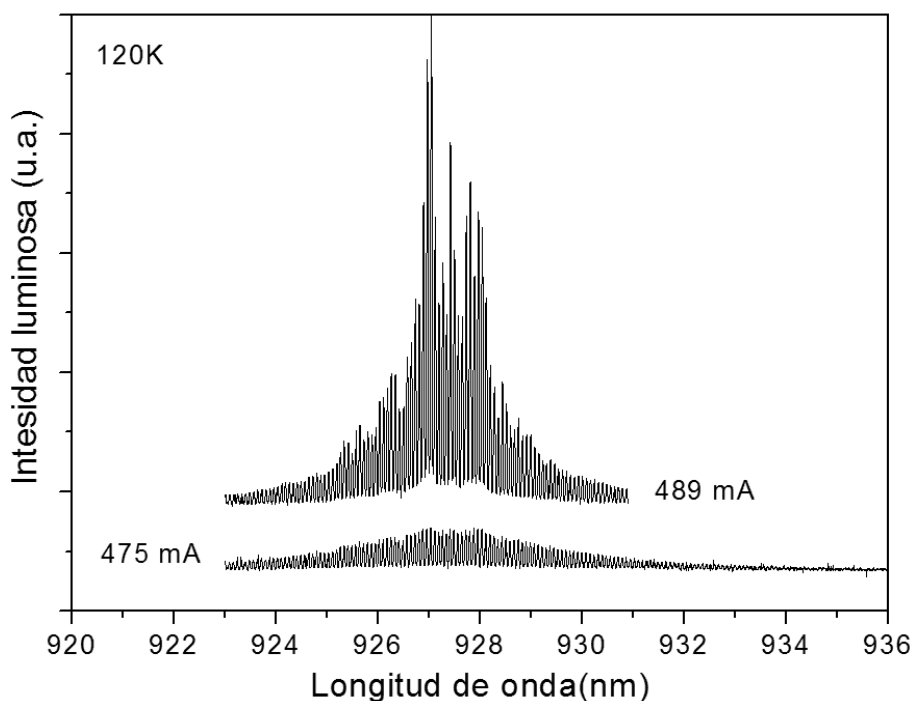


Figura 5.20 Espectro de emisión a 120K de un diodo láser de anillos cuánticos de longitud de cavidad de 1.5 mm para corrientes de inyección de 489 mA y 475 mA.

En las **Figura 5.21** y **Figura 5.22** se representa el espectro de emisión de electroluminiscencia a 150K medido a las corrientes de inyección que se indican en las figuras.

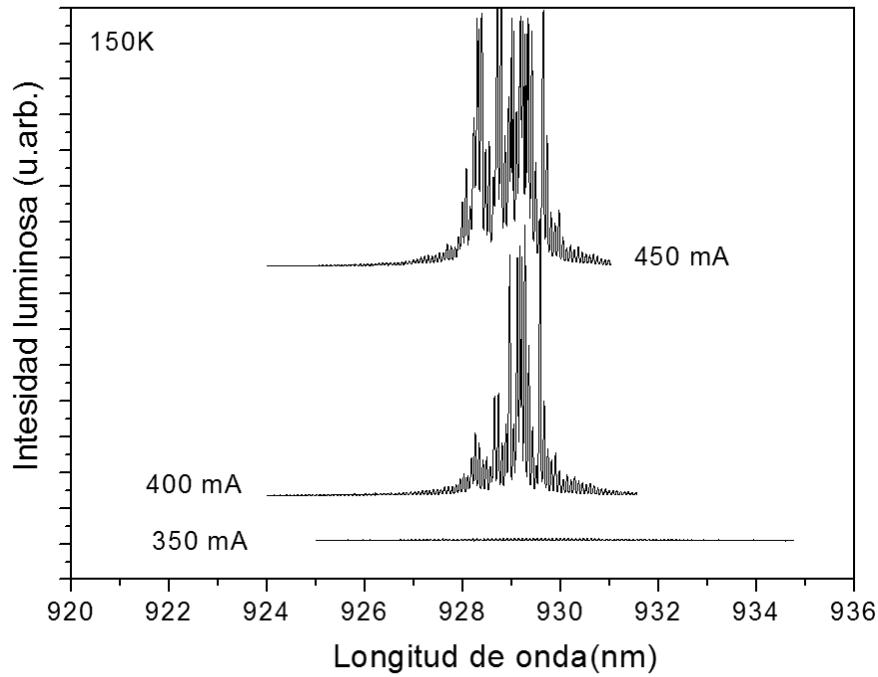


Figura 5.21 Espectro de emisión a 150K de un diodo láser de anillos cuánticos de longitud de cavidad de 1.5 mm para corrientes de inyección de 450 mA, 400 mA, y 350 mA.

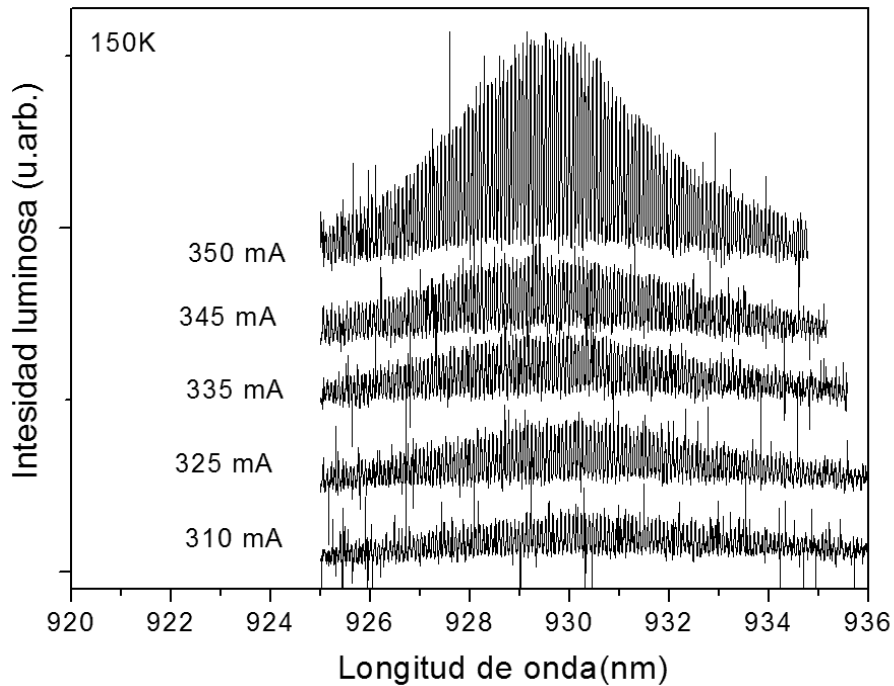


Figura 5.22 Espectro de emisión a 150K de un diodo láser de anillos cuánticos de longitud de cavidad de 1.5 mm para corrientes de inyección de 350 mA, 345 mA, 335 mA, 325 mA, y 310 mA.

En las **Figura 5.23** se representa el espectro de emisión de electroluminiscencia a 180K para los valores de corriente de inyección que se indican. A esta temperatura el diodo láser tiene

una emisión inestable, presentando emisión monomodal a bajas corrientes y multimodal a corrientes más altas.

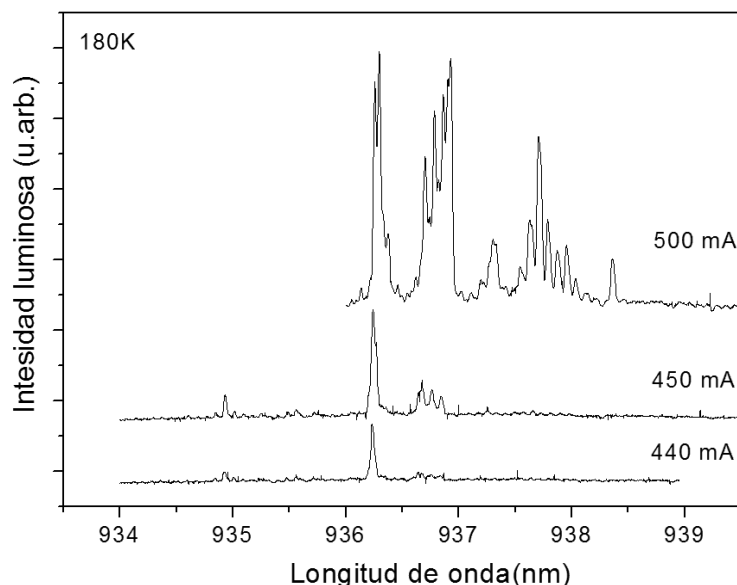
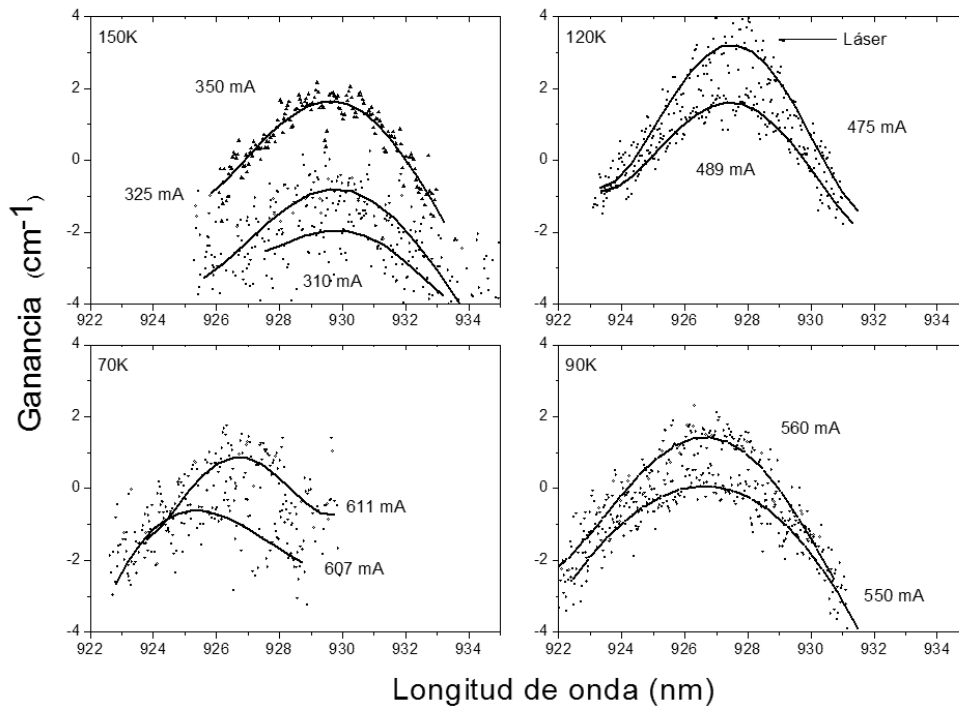


Figura 5.23 Espectro de emisión a 180K de un diodo láser de anillos cuánticos de longitud de cavidad de 1.5 mm para una corriente de inyección de 440 mA.

Los espectros de ganancia se han calculado a partir de las medidas anteriores en condiciones de inyección por debajo del umbral. El término de pérdidas de los espejos de la cavidad para una longitud de cavidad de 1.5mm y una reflectancia de 0.31 es de 7.8 cm^{-1} . Al incrementar la corriente de inyección, la ganancia es cada vez menos negativa alcanzando valores cercanos al umbral de 7.8 cm^{-1} . El valor de la ganancia medida no alcanza nunca este valor, ya que experimentalmente es muy difícil medir con precisión los valores de r cuando r tiende a infinito.¹⁵²



5.4 Resumen y Conclusiones

Por primera vez se consigue obtener emisión láser de una estructura con anillos cuánticos en la zona activa. Las recombinaciones radiativas que se producen en la SPSL para temperaturas inferiores a 77K explican el valor negativo de $T_0 = -40$ K. El mínimo valor de la densidad de corriente umbral por capa de QR es 69 A cm^{-2} a 77 K para un diodo con $L = 2 \text{ mm}$. La saturación en la ganancia para temperaturas superiores a 180K sugiere que el volumen activo no es suficiente para conseguir la inversión de población y se necesitan apilas mas capas de QWR para desarrollar un dispositivo láser que funcione a temperatura ambiente.

-
- [128] A. O. Govorov, S. E. Ulloa, K. Karrai y R. J. Warburton. "Polarized excitons in nanorings and the optical Aharonov-Bhm effect" *Phys. Rev. B* **66**, 081309 (2002)
 - [129] Daniel Granados Ruiz. "Nanoestructuras autoensambladas mediante epitaxia de haces moleculares de InAs sobre substratos de GaAs (001): De los puntos cuánticos a los anillos cuánticos" Tesis Doctoral. UAM Departamento de Física de Materiales (2006)
 - [130] Huffaker D L, Park G, Zou Z, Shchekin O B and Deppe D G "1.3 μm room-temperature GaAs-based quantum dot laser" *Appl. Phys. Lett.* **73** 2566 (1998)
 - [131] Wang Z-G, Chen Y-H, Liu F-Q and Xu B "Self-assembled quantum dots, wires and quantum-dot lasers" *J. Cryst. Growth* **227/228** 1132 (2001)
 - [132] Sellin R L, Ribbat C, Bimberg D, Rinner F, Konstanzer H, Kelemen M T and Mikulla M "High-reliability MOCVD-grown quantum dot laser" *Electron. Lett.* **38** 883 (2002)
 - [133] Pradhan S, Ghosh S and Bhattacharya P "Temperature dependent steady-state characteristics of high-performance tunnel injection quantum dot lasers" *Electron. Lett.* **38** 1449,(2002)

-
- [134] Shchekin O B and Deppe D G “1.3 μm InAs quantum dot laser with $T_0 = 161$ K from 0 to 80 °C” *Appl. Phys. Lett.* **80** 3277 (2002)
 - [135] García J M, Mankand T, Holtz T, Wellmann P J and Petroff P M “Electronic states tuning of InAs self-assembled quantum dots” *Appl. Phys. Lett.* **72** 3172 (1998)
 - [136] García J M, Medeiros-Ribeiro G, Schmidt K, Ngo T and Petroff P “M Intermixing and shape changes during the formation of InAs self-assembled quantum dots” *Appl. Phys. Lett.* **71** 2014 (1997)
 - [137] García J M, Granados D, Silveira Juan P and Briones F *Microelectronics* **35** 7–11(2004)
 - [138] Lorke A, Luyken R J, Govorov A O, Kotthaus J, García J M and Petroff P M “Spectroscopy of nanoscopic semiconductor rings” *Phys. Rev. Lett.* **84** 2223 (2000)
 - [139] Warburton R J, Pettersson H, Lorke A, Karrai K, Kotthaus J P, García J M and Petroff P M “Optical emission from single, charge-tunable quantum rings” *Nature* **405** 926 (2000)
 - [140] Granados D and García J M “In(Ga)As self assembled quantum ring formation by molecular beam epitaxy” *Appl. Phys. Lett.* **82** 2401(2003)
 - [141] H. Pettersson, R. J. Warburton, A. Lorke, K. Karrai, J. P. Kotthaus, J. M. Garcia and P. M. Petroff “Excitons in self-assembled quantum ring-like structures” *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **6**, 510-513 (2000)
 - [142] Smowton P M, Hermann E, Ning Y, Summers H D and Blood P “Optical mode loss and gain of multiple-layer quantum-dot lasers” *Appl. Phys. Lett.* **78** 2629 (2001).
 - [143] Ahn K-H and Peter F “Parity effects in stacked nanoscopic quantum rings” *Phys. Rev. B* **62** R4813 (2000)
 - [144] Ferran Suárez, Daniel Granados, María Luisa Dotor and Jorge M García "Laser devices with stacked layers of InGaAs/GaAs quantum rings" *Nanotechnology* **15** S126 (2004).
 - [145] Ralf Blossey y Axel Lorke “Wetting droplet instability and quantum ring formation” *Physical Review E*, **65**, 021603,(2002)
 - [146] Dotor M L, Recio M, Golmayo D and Briones F “Photoluminescence characterization of GaAs quantum well laser structure with AlAs/GaAs superlattices waveguide” *J. Appl. Phys.* **72** 5861(1992)
 - [147] Park G, Shchekin O B and Deppe D G “Temperature dependence of gain saturation in multilevel quantum dot Lasers” *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 1065(2000)
 - [148] Groom K M, Tartakovskii A I, Mowbray D J, Skolnick M S, Smowton P M, Hopkinson M and Hill G “Comparative study of InGaAs quantum dot lasers with different degrees of dot layer confinement” *Appl. Phys. Lett.* **81** 1(2002)
 - [149] Pradhan S, Ghos S and Bhattacharya P “Temperature dependent steady-state characteristics of high-performance tunnel injection quantum dot lasers” *Electron. Lett.* **38** 1449 (2002)
 - [150] Asryan Levon V and Luryi S “Temperature-insensitive semiconductor quantum dot laser” *Solid State Electron.* **47** 205 S130 (2002)
 - [151] Basil W. Hakki and Thomas L. Paoli. “Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers” *J. Appl. Phys.* **46**, 1299-1306, (1975)
 - [152] L. Harris, A. D. Ashmore, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, G. Hill, and J. Clark. “Gain characteristics of InAs/GaAs self-organized quantum-dot lasers” *Appl. Phys. Lett.* **29**, 3512-3514 (1999).

6 Conclusiones

6.1 Conclusiones de la caracterización de las epitaxias de estructuras láser de hilos cuánticos

De las medidas de fotoluminiscencia podemos concluir:

1. Las estructuras láser obtenidas mediante el crecimiento epitaxial por haces moleculares, con hilos en su zona activa y guía formada por superredes de período corto GaInAs/InP muestran una alta calidad óptica, presentando un intenso pico de emisión a temperatura ambiente, entorno a las 1.66 μm
2. La emisión procedente de los hilos cuánticos está condicionada por la calidad de la superred, y típicamente es una banda ancha, que muestra varios picos asociados a diferentes familias de hilos de alturas distintas.
3. La evolución de la posición de los picos con la temperatura presenta la misma variación típica del “gap” de InAs.
4. Las transiciones de los hilos cuánticos son de tipo excitónico a temperaturas bajas, y a temperatura ambiente son más importantes las de portadores libres.

De las medidas realizadas por TEM, podemos concluir:

1. Las muestras de las estructuras láser están libres de defectos catastróficos, como puede ser un gran número de dislocaciones que puedan afectar a su calidad óptica y eléctrica.
2. La superredes que forman la guía presentan unas intercaras planas, y no se manifiestan con modulación de composición apreciable.
3. La primera capa de hilos que se crece sobre la guía introduce un campo de tensiones que modifica la morfología y propiedades de las sucesivas capas.
4. Apilar varias capas de hilos cuánticos, separados por superredes de período corto no es trivial, ya que el recubrimiento de las nanoestructuras se ve afectado tanto por el campo de tensiones como por los efectos de intercambio As/P, así como de la propia superred.
5. Los hilos apilados presentan una correlación vertical, debido al campo de tensiones, que a su vez provoca la aparición de hilos de mayor tamaño en las capas superiores.

De las medidas de RX podemos concluir:

1. La estructura no presenta relajación en el parámetro de red
2. Los valores de composición obtenidos mediante el ajuste realizado con el programa “Epitaxy” a la curva experimental son muy aproximados a los nominales, teniendo en cuenta la dispersión en composición que tenemos en el sistema de crecimiento.

De las medidas de fotocorriente podemos concluir:

1. La señal de fotocorriente es bastante débil, debido a la dispersión de tamaños de los hilos, no pudiéndose observar los cambios de pendiente bruscos de las distintas transiciones.
2. El borde de absorción coincide con los valores obtenidos en fotoluminiscencia.

6.2 Conclusiones de la caracterización de los diodos láser de hilos cuánticos

De las medidas de la curva característica láser podemos concluir:

1. Los láseres de una capa simple de hilos cuánticos presentan saturación de ganancia para dispositivos con longitudes de cavidad más pequeñas de 2mm, emitiendo en estos casos la guía de ondas.
2. La densidad de corriente umbral disminuye al apilar varias capas en la zona activa
3. Con tres capas apiladas los láseres funcionan como tales hasta una temperatura de 280K, dependiendo mucho del régimen de trabajo. Como ejemplo podemos dar valores de densidad de corriente umbral de 2kA/cm^2 , para láseres de área $15 \times 3000 \mu\text{m}^2$.
4. Por tanto la T_0 , o temperatura característica depende mucho de este régimen de trabajo. Se han obtenido valores comparables con los reportados por otros autores en estructuras parecidas.

De las medidas espectrales podemos concluir:

1. Todos los espectros muestran una emisión multimodal, aunque bastante estrecha, centrada entorno a $1.6 \mu\text{m}$, dependiendo del dispositivo.
2. La longitud de onda de emisión es muy estable con la temperatura
3. La emisión láser se produce desde los niveles de estados excitados, ya que los estados más bajos o fundamentales se saturan en ganancia.
4. La longitud de onda de emisión varía con la longitud de onda de la cavidad: para cavidades más largas la emisión es también más larga (energías más bajas), debido a que su corriente umbral es menor.
5. En los láseres de una sola capa de hilos observamos que la emisión láser, para cavidades menores de 2 mm, está centrada en $1.175 \mu\text{m}$, que corresponde con el pico de la superred. Por tanto es en estos casos la superred la que “lasea”, justificándose de este modo las altísimas corrientes umbrales que tienen estos dispositivos.
6. La longitud de onda aumenta (energía menor) cuando apilados más de una capa de hilos cuánticos.

De las medidas del campo de emisión podemos concluir:

1. La divergencia angular de estos láseres de hilos cuánticos es menor que la de láseres similares de pozos cuánticos. En la dirección transversal se han medido valores angulares tan bajos como 8° , y en el plano de 1.33° , si bien estas características difieren de unos a otros.

Se han estudiado posibles mejoras que harán que los futuros láseres tengan características superiores. Estas se pueden resumir:

1. Optimización de la distribución del campo electromagnético dentro de la guía de ondas, modificando la composición de las superredes y empleando sus espesores para maximizar el factor de confinamiento.
2. Apilando un número mayor de capas de hilos cuánticos. Aquí destacamos que es importante optimizar los procesos de recubrimiento de las nanoestructuras, de manera que se homogenice la distribución de tamaños y a su vez compensemos la tensión que va apareciendo en la formación de cada capa de hilos.
3. Hemos estudiado la posibilidad de hacerle a las muestras, antes del procesado tecnológico, un tratamiento térmico, que consiste en recocidos a alta temperatura (RTA). Con estos

procesos se redistribuye el material, y las formaciones tridimensionales más grandes, que ensanchan los espectros hacia más largas longitudes de onda, se reducen.

4. Se ha estudiado la posibilidad de hacer barreras asimétricas para evitar el escape térmico de los portadores (en este caso electrones), con aleaciones de AlInAs

6.3 Conclusiones de la caracterización de las epitaxias de estructuras láser de anillos cuánticos

El material que forma la estructura láser de anillos cuánticos, se ha estudiado mediante fotoluminiscencia, fotocorriente y electroluminiscencia. Podemos resumir los resultados en los siguientes puntos:

1. La señal de fotoluminiscencia está dominada por las transiciones que provienen de los anillos cuánticos, con un pico entorno a 1 μm . Este pico, que se desplaza muy poco con la temperatura, deja de ser el más intenso a partir de 180K.
2. Se observan otros picos o bandas menos intensos a longitudes de onda más cortas, que corresponde al GaAs y a la capa de mojado. También se observa una banda ancha a longitudes de onda larga, que puede asociarse a estados del sustrato dopado.
3. A bajas temperaturas hemos observado la emisión de las superredes, en el rojo espectral. Esta emisión da cuenta de la pérdida de portadores en la guía.
4. Las medidas de electroluminiscencia en función de la temperatura, en diodos mesas de las estructuras láser, a diferentes corrientes de inyección, muestran transiciones muy anchas que se mueven en el espectro desde 950 nm hasta los 1025 nm. A altas aparece un pico que se hace muy intenso a corrientes muy altas, entorno a los 950 nm.
5. Las medidas de fotocorriente en función de campo aplicado nos indican que este pico intenso observado en electroluminiscencia, que aparece a longitudes de onda cortas está asociado a estados excitados de los anillos cuánticos. La emisión láser que observamos proviene de estos niveles.

6.4 Conclusiones de la caracterización de los diodos láser de anillos cuánticos

1. Por primera vez se consigue obtener emisión láser de una estructura con anillos cuánticos en la zona activa.
2. Las recombinaciones radiativas que se producen en la SPSL para temperaturas inferiores a 77K explican el valor negativo de $T_0 = -40\text{ K}$.
3. El mínimo valor de la densidad de corriente umbral por capa de QR es 69 A cm^{-2} a 77 K para un diodo con $L = 2\text{ mm}$.
4. La saturación en la ganancia para temperaturas superiores a 180K sugiere que el volumen activo no es suficiente para conseguir la inversión de población y se necesitan apilas mas capas de QWR para desarrollar un dispositivo láser que funcione a temperatura ambiente.
5. La emisión láser tiene lugar entorno a 926 nm (dependiendo de la temperatura), que se ha asociado a estados excitados de los anillos cuánticos.
6. Se ha medido el espectro de la emisión espontánea, y hemos podido calcular, mediante el método de Hakki y Paoli la ganancia en estos dispositivos.

7 Artículos publicados

1. **Ferran Suárez**, Daniel Granados, María Luisa Dotor y Jorge M García.
“Laser devices with stacked layers of InGaAs/GaAs quantum rings”.
Nanotechnology 15 (2004) S126–S130.
Artículo seleccionado para la red IOP Select (<http://Select.iop.org>).
2. H. Y. Liu, M. J. Steer, T. J. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, **F. Suárez**, J. S. Ng, M. Hopkinson, y J. P. R. David .
“Room-temperature 1.6 μm light emission from InAs/GaAs quantum dots with a thin GaAsSb cap layer.”
J. Appl. Phys. 99, 046104 (2006).
3. **F. Suárez**, D. Fuster, L. González, Y. González, J. M. García, y M. L. Dotor.
“Self-assembled InAs quantum wire lasers on (001)InP at 1.6 μm .”
Applied Physics Letters 89, 091123 (2006).
Incluído en Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology.
4. **F. Suárez**, D. Fuster, L. González, Y. González, J.M. García y M.L. Dotor.
“(InP)₅/(Ga_{0.47}In_{0.53}As)₄ Short period superlattices waveguides for InAs Quantum Wires Lasers.”
Journal of Crystal Growth, In Press, Accepted Manuscript, Available online 13 May 2007.

Artículos publicados en actas de congresos “Proceedings”

5. **F. Suárez**, D.Fuster, L.González, Y.González, J.M.García, D. Golmayo y M.L. Dotor.

“InAs Quantum WireS lasers on InP emittiNg Near 1.3 μm .”

Centenario De Las Reales Sociedades Españolas De Física Y Química.
Madrid 7-11 Julio 2003. ISBN 84-688-2573-5. página 722.

6. **Suárez, F.**; Wang, W.; Fuster, D.; Gonzalez, L.; Gonzalez, Y.; Golmayo, D.; Garcia, J.M.; y Dotor, M.L.

“Luminescence and photocurrent spectroscopy of self-assembled InAs quantum wires on InP(001).”

International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 2005.
8-12 mayo 2005, pag 530 – 532.
ISSN: 1092-8669.
Inspec accession number:9044853.

7. **F. Suárez**, D. Fuster, L. González, Y. González, J.M. García y M.L. Dotor.

“Near Room Temperature InAs Quantum Wires Lasers on InP at Short Wavelength Infrared.”

CDE 2007 Conferencia de Dispositivos electrónicos. El Escorial 31 de enero 1y 2 de febrero. In press.

